T H E S E

Présentée à

L' U N I V E R S I T E DE P A R I S - S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Sylvain WEISZ

SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS ET DETERMINATION EXPERIMENTALE DE FONCTIONS DE STRUCTURE HADRONIQUES

Soutenue le 28 Juillet 1982 devant la Commission d'Examen

MM. R. TURLAY Président
J. BADIER
P. DELCROS
J. HAISSINSKI
J. LEFRANCOIS
R. PETRONZIO

T H E S E

Présentée à

L' U N I V E R S I T E DE P A R I S - S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Sylvain WEISZ

SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS ET DETERMINATION EXPERIMENTALE DE FONCTIONS DE STRUCTURE HADRONIQUES

Soutenue le 28 Juillet 1982 devant la Commission d'Examen

MM. R. TURLAY Président
J. BADIER
P. DELCROS
J. HAISSINSKI
J. LEFRANCOIS
R. PETRONZIO

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

De l'été 1978 à l'été 1980, le spectromètre Lézard (NA 3), installé au CERN, s'est consacré à l'étude de la production hadronique de dimuons de grandes masses. L'objet de cette étude était la détermination de la structure des pions, qui ne peuvent pas être sondés par d'autres méthodes expérimentales. Notre analyse repose sur le modèle de Drell-Yan, et notre première tâche fût de vérifier les principales prédictions de ce modèle (Voir la thèse de O. Callot). Je présente ici une détermination de la structure des nucléons et des mésons, ainsi que l'observation d'un coefficient multiplicatif de la section efficace de Drell-Yan : ce facteur K, voisin de deux, est prévu par la Chromodynamique quantique.

Cette thèse se compose des six chapitres suivants :

- PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL. L'appareillage utilisé permettait d'explorer un large champ de physique totalement vierge car les luminosités accessibles dépassaient de plus d'un ordre de grandeur celles des expériences précédentes. Je décris dans le premier chapitre les principaux atouts du Lézard qui furent son faisceau très performant, la grande acceptance du spectromètre et la bonne sélection des dimuons de masses élevées.

- EXPLORATION DU NUCLEON. La description de la structure hadronique observée lors de la diffusion inélastique de leptons permet d'introduire le modèle des partons. Une partie importante de ce second chapitre est consacrée à la détermination expérimentale de la structure du nucléon par la diffusion de neutrinos.

- PRODUCTION HADRONIQUE DE DIMUONS. L'objet de ce chapitre est le mécanisme de Drell-Yan qui permet de rendre compte, dans le cadre du modèle des partons, de la production d'un spectre continu de paires de muons. Après une présentation théorique, j'indique les principaux résultats expérimentaux qui rendent crédible ce modèle de Drell-Yan.

- LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE. Je décris tout d'abord les éléments de base de cette théorie de l'interaction forte; j'indique par la suite ses conséquences pratiques sur l'amplitude du couplage fort ainsi que sur l'évolution de la structure hadronique observée en fonction de l'énergie de la sonde; la dernière partie de ce chapitre montre les corrections que la chromodynamique quantique apporte au modèle de Drell-Yan.

- ANALYSE. Ce chapitre est consacré au traitement de l'information enregistrée par notre appareillage. Je décris en particulier ici les corrections qui correspondent à l'acceptance et à la résolution de notre appareillage, ainsi que la méthode utilisée pour extraire les fonctions de structure hadroniques.

- SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES DIMUONS ET STRUCTURE HADRONIQUE. Ce sixième et dernier chapitre présente la structure hadronique qui se manifeste lors de la production de paires de muons de grandes masses ($4.2 < M_{\mu\mu} < 8.5$ GeV). Les résultats s'organisent suivant quatre volets où je présente successivement : la cohérence générale de la méthode par une détermination simultanée, mais peu précise, de la structure du pion et de celle du proton; la normalisation de la section efficace de production de dimuons par des protons et des antiprotons incidents; la détermination précise de la structure du pion; la dépendance de cette structure suivant l'énergie incidente et la masse des dimuons observés.

CHAPITRE I

LE LEZARD

INTRODUCTION

Le Lézard représente un appareillage considérable. Plus d'une centaine de personnes, ingénieurs, techniciens et physiciens participèrent pendant près de 4 années à sa construction. Le projet initial d'un grand spectromètre hadronique adapté aux énergies du Super Synchrotron à Proton (SPS) du CERN apparût en 1971. Ce fut un ensemble expérimental aux dimensions impressionnantes, qui reçut aussitôt le surnom évocateur de Dinosaure. Un appareillage plus modeste, mais plus réaliste fut finalement proposé en 1974 par une collaboration des laboratoires de physique des particules du Collège de France, de l'Université d'Orsay, du CEA de Saclay, du CERN et de l'Ecole Polytechnique (Réf. I-1). L'expérience NA 3 fut ainsi acceptée, mais personne ne put résister à appeler Lézard ce descendant du Dinosaure.

Dès sa mise en service en été 1978, et pendant deux années, le Lézard se consacra à l'étude de la production de paires de muons. De multiples raisons motivèrent le choix de ce sujet de recherche parmi le vaste programme

initialement proposé : Certains estimèrent la production d'un spectre continu de dimuons suffisamment insolite pour justifier une étude détaillée; d'autres furent tout simplement attirés par l'occasion de "roder" un appareillage complexe sous une configuration simplifiée; l'argument unanimement reconnu, l'espoir d'observer une nouvelle particule après les récentes découvertes du J/Psi et de l'Upsilon, ne fut jamais prononcé!

Son faisceau très performant, la grande acceptance du spectromètre et la bonne sélection des événements de masses élevées constituèrent les principaux atouts du Lézard dans cette étude des paires de muons : Je développerai ces différents points forts de l'appareillage après une présentation générale de l'expérience.

Mon collègue O. Callot a déjà entrepris la description de notre ensemble expérimental (Réf. I-2) : Je m'attacherai surtout ici à compléter cette présentation et je n'insisterai que sur les éléments les plus spécifiques de l'analyse que je présenterai ultérieurement.

A - PRESENTATION GENERALE DU LEZARD.

Les activités du Lézard se concentrèrent, du mois de Juillet 1978 jusqu'au mois de Mars 1980, sur un programme détaillé de la production hadronique de dimuons de grandes masses ($M_{\mu\mu} \geq 4$ GeV/c). Cette étude proposait de mesurer les distributions des quarks à l'intérieur des différents projectiles disponibles dans un faisceau secondaire séparé ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p et $\bar{p}$): Nous devions vérifier les prédictions du modèle de S.D. Drell et T. M. Yan (Voir Chap. III), puis utiliser ce modèle pour mesurer les fonctions de structure de particules instables comme les pions et les kaons. La production de résonances (J/Psi et Upsilon) constituait également un intéressant sujet de recherche pour le Lézard.

Le Lézard pouvait explorer un large champ de physique totalement vierge, car les luminosités accessibles dépassaient de plus d'un ordre de grandeur celles des expériences précédentes : C'est ainsi que nous observâmes pour la première fois la production de dimuons de grandes masses lors des réactions pion-hydrogène et antiproton-platine.

Je décrirai brièvement l'implantation de l'appareillage, ainsi que le programme d'étude qui fut entrepris entre l'été 1978 et l'été 1980.

1) *IMPLANTATION DU LEZARD*

Le Lézard fut installé dans la zone Nord du CERN, où nous disposions du faisceau hadronique séparé H8. Nous observions simultanément la production de dimuons sur de l'hydrogène et sur des noyaux lourds (Platine). Les figures (I-1 a,b) représentent le Lézard sous une configuration que nous qualifiâmes "fermée", en raison du bloc de matière dense qui obstruait l'ouverture du spectromètre : Le fer permettait de filtrer les muons et de réduire ainsi le flux des secondaires qui traversaient l'appareillage; le faisceau était absorbé dans un noyau central de tungstène et d'uranium. Les trajectoires des candidats muons étaient ensuite mesurées dans un spectromètre magnétique équipé de chambres proportionnelles à fils (CP Ø-6). Les muons étaient finalement signés par l'hodoscope T3 situé derrière un deuxième mur de fer. Le déclenchement de l'acquisition d'un événement se faisait en deux étapes : une série d'hodoscopes (T1-3) sélectionnait les événements dimuons ; Une matrice de coïncidence, associée à deux chambres proportionnelles à lecture cathodique (M1-2), pouvait alors entreprendre

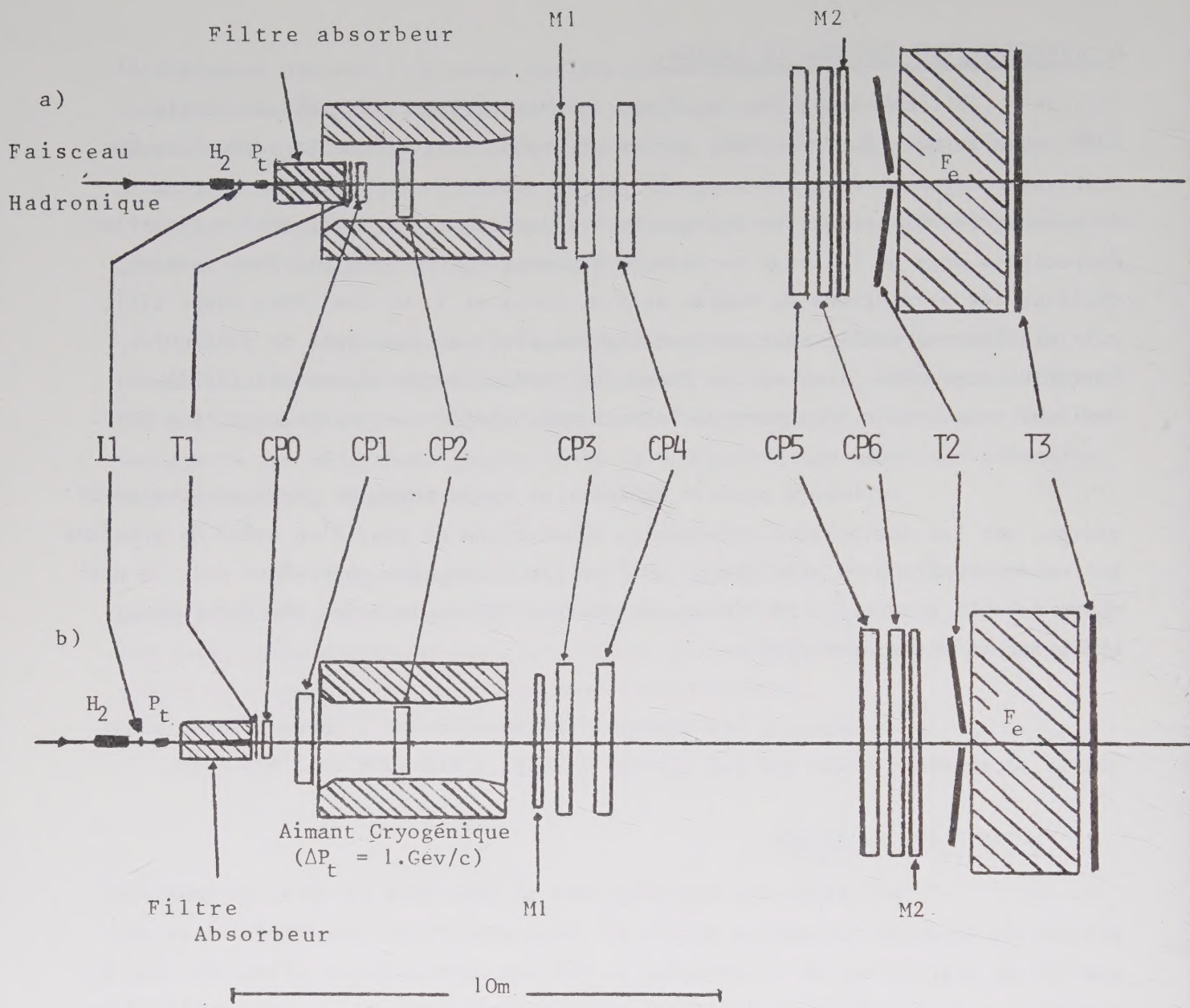


Figure I-1 : Le Spectromètre Lezard

a) mesures à 200 Gev/c et 150 Gev/c incident

b) mesures à 280 Gev/c incident (1980)

une estimation rapide de la composante verticale de l'impulsion transverse des muons . Le déclenchement final correspondait à une combinaison de seuils sur ces composantes des impulsions transverses des muons, et rejetait les dimuons de faibles masses.

2) *Chronologie de l'étude de la production de dimuons avec le Lézard.*

Notre faisceau ne fut opérationnel qu'à partir du mois de Juillet 1978. Nous étions pourtant sur le pied de guerre depuis le début de l'année: Chaque chambre à fils dût passer un "baptême du flux" dans un faisceau intense du P.S. avant d'être montée dans l'expérience; les muons, que nous recevions en abondance depuis la mise en service de l'éjection vers la zone Nord, nous permirent de tester le système d'acquisition sur des traces réelles; même le programme d'analyse était déjà capable de reconstruire les trajectoires ainsi enregistrées. Cette mobilisation fut payante, car 20 jours de faisceau suffirent pour régler le déclenchement sur les dimuons et pour nous donner confiance en nos mesures : Nous récoltâmes d'emblée le spectre de J/Psi le plus fourni du CERN !

Nous utilisâmes tout d'abord un faisceau négatif non séparé de 280 GeV/c, et une seule cible de 11cm de platine : Nous observâmes ainsi pour la première fois la production du Upsilon par des pions incidents.

Nous entreprimes par la suite une étude comparative de la production de dimuons par des π^- et des π^+ de 200 GeV/c : Il s'agissait là du programme initial que nous nous étions fixé quatre années auparavant (Réf. I-1). Nous disposâmes d'une totale identification des particules incidentes, d'une cible de 30cm d'hydrogène liquide, et la cible de platine fut raccourcie à 6cm pour éviter un taux de réinteraction trop important. Comme nous le verrons ultérieurement, les dimuons ainsi observés nous permirent de mettre en évidence un coefficient multiplicatif sur la section efficace de Drell-Yan : $K = \frac{d\sigma_{exp}}{d\sigma_{DY}} \sim 2$.

Il nous parut alors essentiel de mesurer ce "facteur K" avec des antiprotons incidents, et nous utilisâmes un faisceau négatif de 150 GeV/c. L'acceptance du déclenchement fut améliorée dans la région centrale du spectromètre, ce qui permit une analyse plus complète des distributions angulaires

de désintégration des dimuons. Nous inversames la polarité du faisceau pour obtenir un lot de dimuons produits à 150 GeV/c par des protons incidents : La luminosité intégrée en antiproton, obtenue après 20 jours de faisceau négatif, fut atteinte pour les protons en 2 jours de faisceau positif.

Deux séries de mesures nous permirent de compléter cette étude de la production hadronique de dimuons :

- nous utilisâmes un faisceau de protons extraits de 400 GeV/c, pour obtenir une statistique importante de dimuons dans le grand domaine cinématique couvert par le Lézard.
- nous utilisâmes de nouveau des π^- incidents de 280 GeV/c, après avoir modifié l'optique du faisceau de façon à doubler son intensité. Une nouvelle implantation de l'appareillage, plus allongée, permit d'améliorer la résolution du spectromètre et d'utiliser une cible d'hydrogène de 50 cm.

Le tableau (I-1) résume l'emploi du temps du Lézard : Nous voyons qu'à partir du printemps 1980, l'appareillage fonctionna sous une configuration "ouverte" permettant de mesurer les hadrons associés. Je n'utiliserai par la suite que les résultats obtenus à 150 GeV/c, 200 GeV/c et 280 GeV/c (1980) avec le Lézard sous sa configuration fermée.

B - LE FAISCEAU

H8 est un faisceau secondaire de haute énergie, éventuellement capable de transporter des protons primaires de 400 GeV/c; c'est également un faisceau de haute résolution, équipé d'un système sophistiqué d'identification des particules incidentes. H8 mesure 552m de long, et tous les éléments qui le composent sont gérés par un ordinateur spécialisé, sous le contrôle direct des utilisateurs du faisceau.

Je décrirai tout d'abord l'implantation de la zone Nord; nous verrons ensuite en détail l'optique, le système d'identification des particules incidentes et la mesure du flux du faisceau H8.

Année	Période	Dates	Projectiles	Energie	Nb déclenchement	Nb protons	Remarques
1978	P5 a	29/7-07/8	π^-	200 GeV/c			mise en route du faisceau, étude de l'appareillage + déclenchement
	b	10/8-20/8		Var.			
	P6 a	31/8-10/9	π^-	280 GeV/c	391 K.	2.7×10^{17}	
	b	15/9-25/9	π^-	280 GeV/c	1361 K.		
	P7 a	12/10-23/10	π^-, K^-, $\bar{P}$	200 GeV/c			mise en route des CEDARS
	b	26/10-1/11	π^+, K^+, $\bar{P}$	200 GeV/c	992 K.	0.9×10^{17}	
		02/11-06/11	π^-, K^-, $\bar{P}$	200 GeV/c	400 K.		
	P8 a	21/11-04/12	π^+, K^+, $\bar{P}$	200 GeV/c	2588 K.	3.6×10^{17}	
	b	08/12-18/12	π^+, K^+, P	200 GeV/c	2998 K.		
1979	P1 a	02/3-12/3	P	400 GeV/c			étude de flux : $10^8 \rightarrow 10^8$ ppp
	b	16/3-26/3	π^+, K^+, P	200 GeV/c	1055 K.	2.3×10^{17}	
	c	29/3-08/4	π^-, K^-, $\bar{P}$	200 GeV/c	1432 K.		
	P3 a	14/6-25/6	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	800 K.	3.0×10^{17}	
	b	29/6-08/7	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	1172 K.		
	c	12/7-23/7	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	2020 K.		
	P4	08/9-12/9	π^-	280 GeV/c			1er test spectromètre "ouvert"
	P5 a	29/9-14/10	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	1315 K.	3.5×10^{17}	
	b	19/10-31/10	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	1431 K.		
	P6 a	09/11-19/11	π^-, K^-, $\bar{P}$	150 GeV/c	2250 K.	4.0×10^{17}	
	b	23/11-29/11	π^+, K^+, $\bar{P}$	150 GeV/c	1873 K.		
		30/11-02/12	π^-, K^-, P	150 GeV/c	138 K.		
	c	06/12-17/12	π	280 GeV/c			test spectromètre "ouvert"
1980	P1 a	18/1-28/1	P	400 GeV/c	1635 K.	négligeable	
	b	01/2-11/2	P^-	400 GeV/c	1894 K.		
	c	14/2-25/2	π^-	280 GeV/c	2688 K.		
	P2 a	06/3-17/3	π^-	280 GeV/c	1791 K.	9.0×10^{17}	
	b	20/3-31/3	π^-	280 GeV/c	2370 K.		
	P3 a	10/4-21/4	e^-	Var.			étude du calorimètre photon
	c	08/5-16/5	π^-	Var.			réglage du spectromètre "ouvert"
		16/5-19/5	π^-	280 GeV/c			
	d	23/5-02/6	π^-	280 GeV/c	1256 K.	10×10^{17}	déclenchement $\mu\mu$
	e	05/6-15/6	π^-	280 GeV/c	1455 K.		spectromètre ouvert
		15/6-16/6	e^-	Var.			étude expérience photon

Tableau I - 1 : Emploi du temps du LEZARD.

1) *La zone Nord du CERN.*

Les faisceaux de la zone Nord sont alimentés par une extraction lente (≥ 1 sec.) du S.P.S. à son énergie nominale de 400 GeV/c. Comme l'indique la figure (I-2), les protons sont envoyés simultanément, et dans une proportion réglable à volonté, sur 3 cibles primaires T2, T4 et T6. Ces cibles sont placées dans une station souterraine, de façon à limiter le taux de radiations au niveau du sol. Les 3 cibles primaires sont chacune le point de départ de faisceaux secondaires : T2 et T4 sont les cibles de production des faisceaux hadroniques du hall expérimental E.H.N. 1, et T6 correspond au faisceau de muons du hall E.H.N. 2; de plus, depuis 1980, les protons primaires qui traversent T4 sans subir d'interactions sont utilisés pour les faisceaux intenses de pions et de photons du hall souterrain E.H.N. 3(N.A.H.I.F.)

2) *Optique du faisceau H8.*

Le faisceau H8 est constitué de 3 tronçons qui permettent successivement de canaliser les secondaires émis sous terre par la cible de production T4, de les transporter à la surface dans le hall expérimental E.H.N. 1, puis de les focaliser sur un ensemble expérimental (voir figure I-3):

* Le premier tronçon (∿ 70m) est souterrain, situé à 10m de profondeur, juste en regard de la cible de production T4. La cible T4 est en béryllium. La station de cibles est équipée d'aimants de déflection horizontaux qui permettent une utilisation simultanée des faisceaux H6 et H8, dont les énergies restent liées par de sévères contraintes; ces aimants peuvent modifier l'angle de production sélectionné par l'optique du faisceau : L'intensité maximale est obtenue vers l'avant, mais un angle de quelques milliradians améliore la proportion des particules minoritaires. L'acceptance du faisceau était limitée à 2.4 micro-steradian par l'ouverture des premiers quadrupôles : Ceux-ci furent remplacés au mois de Janvier 1980 de façon à doubler l'acceptance.

* Le second tronçon (∿ 280m) est incliné à 5% de façon à émerger dans le hall expérimental E.H.N.1. L'énergie du faisceau est définie par les aimants responsables de la déflection verticale. Un filtre de 2m de Poly-

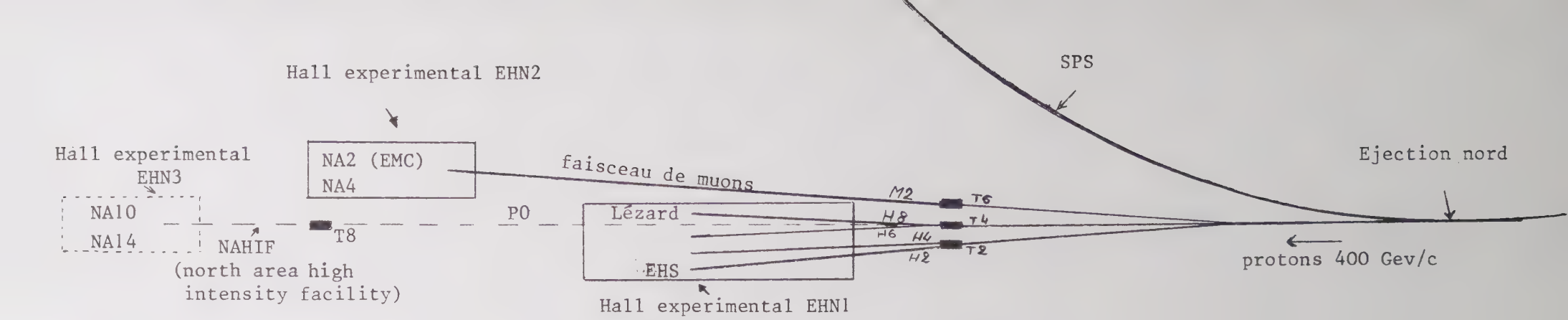


Figure I-2 : Implantation de la zone nord du CERN

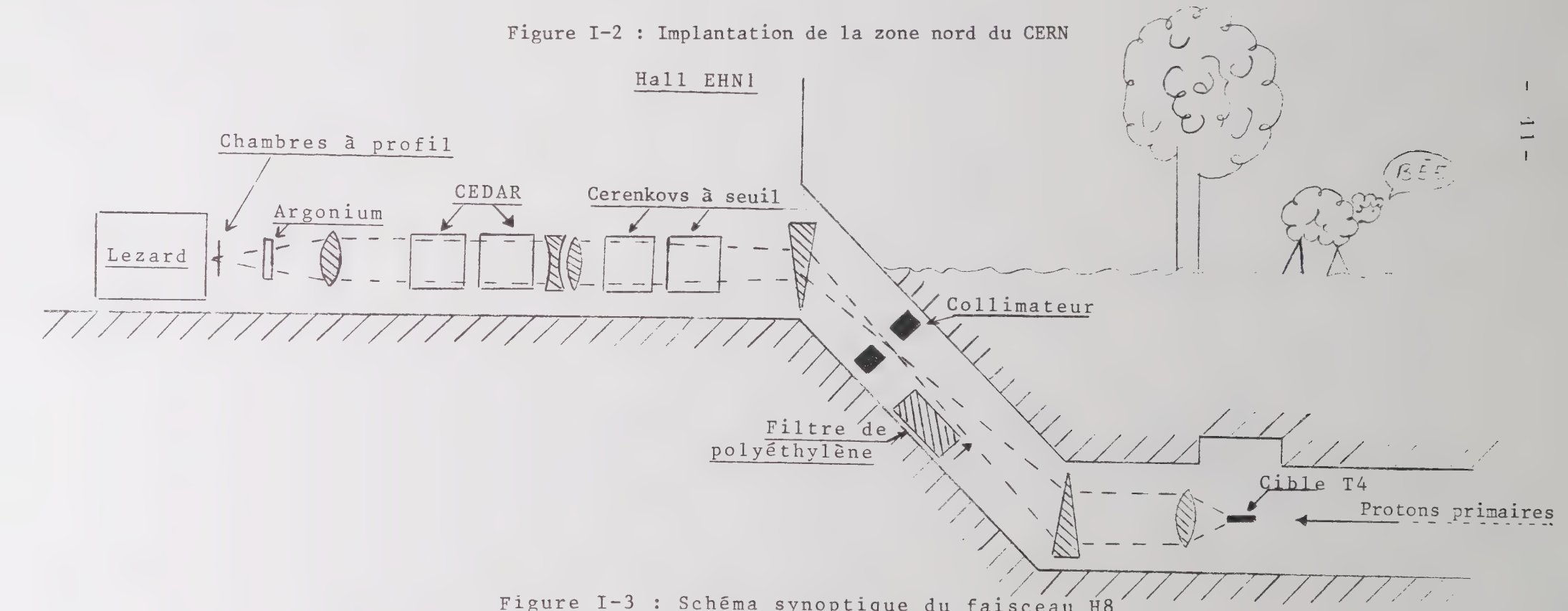


Figure I-3 : Schéma synoptique du faisceau H8

ethylène peut être introduit en polarité positive pour augmenter la proportion de pions : C'est ainsi que le rapport $\frac{\pi^+}{P}$ passe de 0.27 (production sur T4) à 0.60 pour un faisceau de 200 GeV/c. Un collimateur permet de sélectionner une bande d'énergie plus ou moins large, et de régler ainsi l'intensité incidente : Son ouverture maximale correspondait à une bande passante de ± 1.4% autour de l'énergie nominale jusqu'en 1980, et à une bande passante de ± 2.5% par la suite; le spectre en énergie obtenu à l'intérieur de cette bande passante peut être considéré comme plat.

* Le dernier tronçon (∿ 200m) est horizontal, situé à une hauteur de 2,86m par rapport au sol du hall E.H.N.1. Les instruments qui permettent de signer les particules incidentes sont placés sur ce segment : H8 est équipé de deux compteurs Cerenkov à seuil et de deux compteurs Cerenkov différentiels du type C.E.D.A.R. (Réf. I-3), dont le fonctionnement nécessite une très faible dispersion du faisceau. Les projectiles sont ensuite focalisés sur le Lézard : Deux chambres à ionisation, du type Argonium (Réf. I-4), permettent de mesurer le flux intégré sur un cycle de la machine; le profil du faisceau est mesuré par des chambres proportionnelles à fils, et la qualité du centrage était vérifiée à l'aide d'un film polaroïd bien positionné par rapport à notre cible : Au niveau du Lézard, la tâche du faisceau mesurait ∿ 4mm de rayon jusqu'en 1980, et doubla par la suite: le centrage s'est trouvé stable à ± 0.5mm près.

Intensité :

La figure (I-4) indique les intensités que l'on pouvait obtenir avec H8 jusqu'aux transformations de Janvier 1980: ces flux sont inférieurs d'un facteur 2 à l'estimation initiale qui était faite sur la base d'un modèle thermodynamique de R. Hagedorn et J. Ranft (Réf. I-5); l'utilisation des nouveaux quadrupôles permettait de doubler l'intensité obtenue.

Proportion d'antiprotons :

Nous pouvions augmenter la proportion d'antiprotons en modifiant l'angle de production accepté par l'optique du faisceau (voir fig. I-5). Nous étions surtout intéressés par ces antiprotons incidents à 150 GeV, et

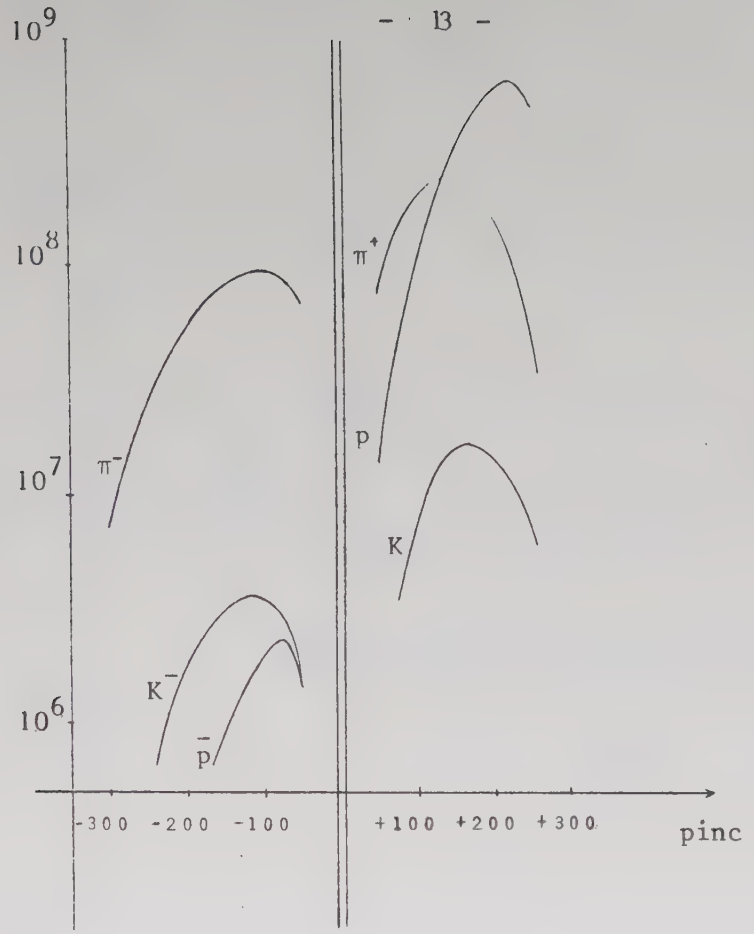


Figure I-4 : Intensité du Faisceau H8 pour 10^{12} protons interagissant sur T4.
(Mode haute transmission : Ω =2.4 μ.Str ; $\frac{\Delta p}{p}$ = 1.4%)

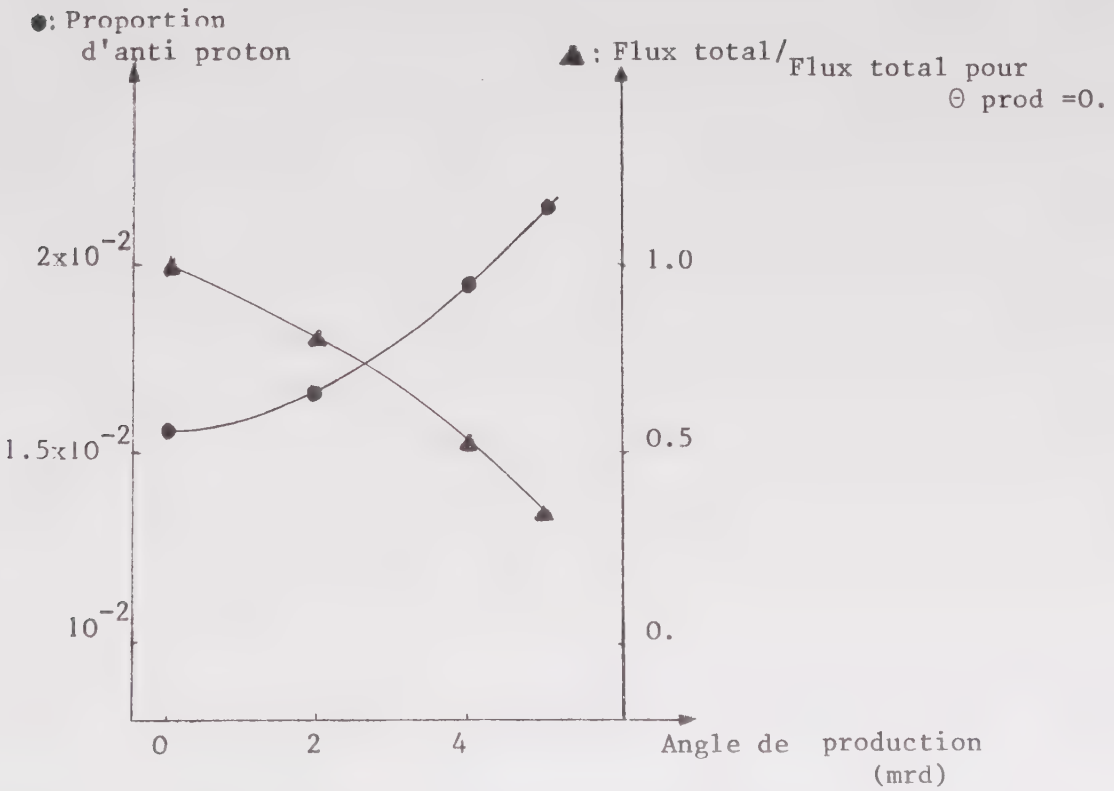


Figure I-5 : Variation de la proportion d'anti-proton et du flux total en fonction de l'angle de production.

l'angle de production utilisé variait entre 2 et 4 milliradians suivant la quantité de protons primaires sur la cible T4.

Halo de muons.

Les particules incidentes étaient accompagnées d'un halo de muons qui représentait 4% du flux total : A 10m en amont du Lézard, ces muons se distribuent en parts égales à l'intérieur du faisceau et dans une couronne de 50cm de rayon autour du faisceau.

3) *Identification des particules incidentes.*

Nous avons déjà mentionné l'existence de deux variétés de compteurs Cerenkov dans le faisceau H8 :

* Les compteurs à seuil sont destinés à la séparation π^+/proton. Ce sont des compteurs de 10m de long que nous remplissions d'hélium sous 140 millibar à 200 GeV/c d'énergie nominale(seuil proton : 160mbar). L'efficacité de chacun de ces compteurs était de 85%.

* Les compteurs différentiels du type C.E.D.A.R. sont utilisés pour signer les particules minoritaires. Dans un C.E.D.A.R., la lumière Cerenkov est focalisée sur un cercle dont le rayon est une fonction de l'indice du radiateur et de la vitesse de la particule; cette lumière est finalement détectée au travers d'un diaphragme par 8 photo-multiplicateurs. La position du centre de ce cercle de lumière Cerenkov dépend de l'angle d'incidence de la particule : Un faisceau bien parallèle permet de réduire la largeur du diaphragme, ce qui diminue la contamination par les particules majoritaires. Un C.E.D.A.R. est réglé pour sélectionner un projectile de masse bien précise : Le rayon du cercle de lumière Cerenkov émis par ce projectile est ajusté au rayon du diaphragme, qui est fixe, en modifiant la pression du gaz qui constitue le radiateur : La figure (I-6) montre le taux de coincidence des signaux de 6 et de 8 photo-multiplicateurs en fonction de la pression. Ces compteurs sont remplis d'hélium sous 10 atmosphères, et représentent près de 4% de longueur d'interaction dans le faisceau : Les réactions sur l'hélium sont à l'origine d'un bruit de fond qui est plus important sur le deuxième C.E.D.AR. Les particules les plus rares dans un faisceau négatif, les antiprotons, doivent donc être signées par le premier compteur.

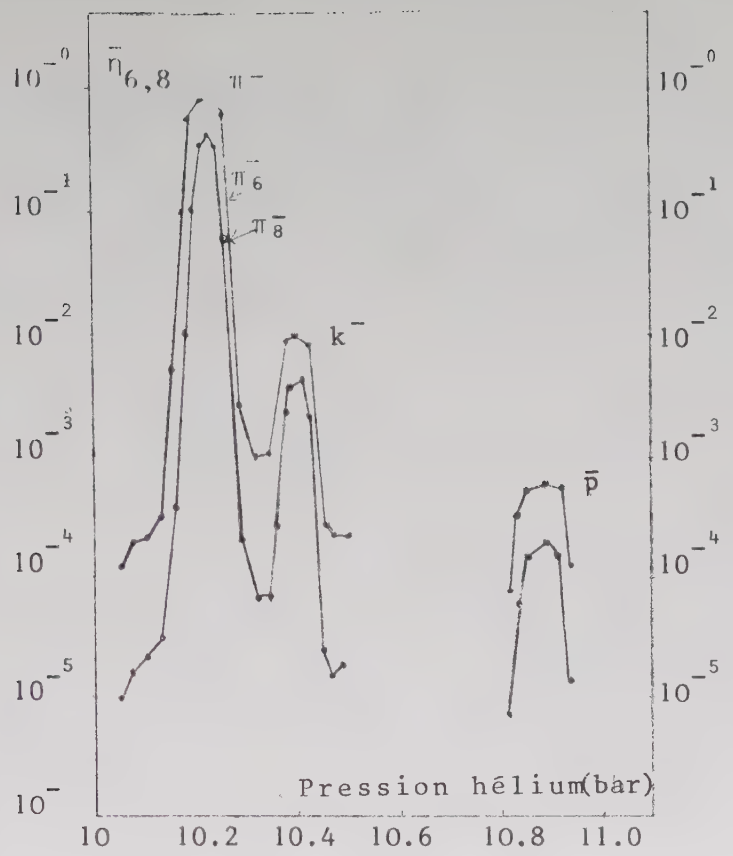


Figure I- 6 : CEDAR : Taux de coïncidence de 6 et de 8 photomultiplicateurs pour une énergie incidente de -150 Gev (ouverture du diaphragme = .42mm).

4) *Mesure du flux incident*

L'intensité du faisceau était mesurée par deux chambres à ionisation placées 10m en amont du Lézard : Ces compteurs étaient étalonnés à bas flux ($\leq 10^6$ particules par seconde), par la coincidence de deux scintillateurs placés dans le faisceau.

Nous utilisions également un moniteur d'interaction : nous disposions d'un télescope de 3 scintillateurs pointant sur notre cible, avec un angle de 60° par rapport au faisceau, de façon à limiter le comptage des photo-multiplicateurs. Ce télescope nous permit dans un premier temps de vérifier la linéarité des chambres à ionisation à haut flux (jusqu'à 10^8 particules par seconde). Ce moniteur servait également à mesurer la fraction efficace du flux incident : La coincidence des trois scintillateurs était comptée sur une

première échelle; une seconde échelle comptait cette même coincidence uniquement lorsque le déclenchement de notre appareillage était permis. L'expression [Argonium] x [Echelle 2] / [Echelle 1] représentait ainsi le flux incident corrigé de temps mort.

C - LE SPECTROMETRE

Je décrirai maintenant les cibles, l'ensemble filtre absorbeur, l'aimant cryogénique et les chambres proportionnelles à fils.

1 - LES CIBLES ET LE COMPTEUR D'INTERACTION.

Deux cibles étaient montées sur l'expérience : Notre premier souci fut d'optimiser la luminosité, ce qui justifie l'emploi d'une cible dense de noyaux lourds; il nous était néanmoins nécessaire de bien comprendre les effets nucléaires pour analyser les événements ainsi obtenus, ce qui explique la présence d'une cible d'hydrogène, donc de protons libres. L'utilisation simultanée de ces deux cibles devait nous affranchir des problèmes toujours délicats de normalisation relative du flux incident.

La cible de platine

L'utilisation des noyaux les plus lourds permettait d'augmenter la fraction d'événements du type Drell-Yan : En effet, la section efficace de Drell-Yan est proportionnelle à la masse atomique A; par contre, les sections efficaces hadroniques sont en $A^{2/3}$. Nous voyons ainsi la proportion d'événements intéressants augmenter suivant $A^{1/3}$: au prix de revient du dimuon de haute masse, l'achat de quelques centaines de grammes de platine était très vite amorti!

Dans une cible idéale, il y aurait beaucoup d'interactions et pas de réinteraction : Une demi-longueur d'interaction représente un bon compromis entre ces deux contraintes. Avec 60mm de platine, nous estimons à moins de 4% la fraction d'événements de masse supérieure à 4 GeV qui proviennent de réinteractions. Cette cible était à l'origine un cylindre de 12mm de diamètre; lors du changement de l'optique du faisceau en Janvier 1980, il fut nécessaire de retourner chez notre joailler attitré pour acheter une cible de 20mm de diamètre.

La cible d'hydrogène.

Nous avions initialement une cible d'hydrogène de 300mm de long et de 40mm de diamètre, dont le centre était situé 450mm en amont de la cible de platine; l'allongement général de l'appareillage pour les mesures à 280 GeV/c de 1980 nous permit d'utiliser une cible d'hydrogène de 500mm de long.

Le compteur d'interaction.

Un compteur d'interaction I1 situé entre les 2 cibles permettait de signer les événements obtenus sur l'hydrogène. Il n'était sensible qu'aux particules relativistes qu'il détectait par effet Cerenkov, ce qui limitait sa réponse à la rétro-diffusion dans le platine : Il s'agissait d'une plaque de 250 x 250mm^2 de perspex de 20mm d'épaisseur, placée 200mm en aval de la fin de la cible d'hydrogène; nous y avions accolé une plaque de 20mm de plomb, du côté hydrogène, pour convertir les photons, et une plaque de 30mm de cuivre, du côté platine, pour ralentir les particules rétro-diffusées. Le tout était percé d'un trou de 20mm de diamètre pour laisser passer le faisceau.

L'efficacité de ce compteur aux interactions dans l'hydrogène était de 80%.

2) L'ENSEMBLE FILTRE-ABSORBEUR.

Cet élément devait à la fois filtrer les muons, absorber le faisceau, réduire le flux des secondaires qui traversaient l'appareillage et limiter le bruit de fond provenant de la désintégration en vol des π et des K. Aux contraintes qui résultaient de chacune de ces tâches, venait s'ajouter la nécessité d'avoir un ensemble compact situé dans le champ magnétique pour préserver l'acceptance du spectromètre; nous devions également minimiser la diffusion multiple pour conserver une bonne résolution sur la masse des dimuons.

Le rapport (longueur d'absorbtion/longueur de radiation) du fer convenait parfaitement pour notre expérience. Nous avions donc un filtre en acier inoxydable de 1.5m de long, avec un noyau central de tungstène et d'uranium pour absorber la partie énergique des gerbes hadroniques le long du faisceau (fig. I-7) :

Ce noyau formait un cône dont l'ouverture était de 30mrd pour nos mesures à 200 GeV/c, de 20 mrd par la suite. En 1980, pour nos mesures à 280 GeV/c où les gerbes hadroniques étaient plus pénétrantes, l'uranium fut remplacé par du tungstène. L'ensemble se situait 400mm en aval de la cible de platine.

FILTRE - ABSORBEUR

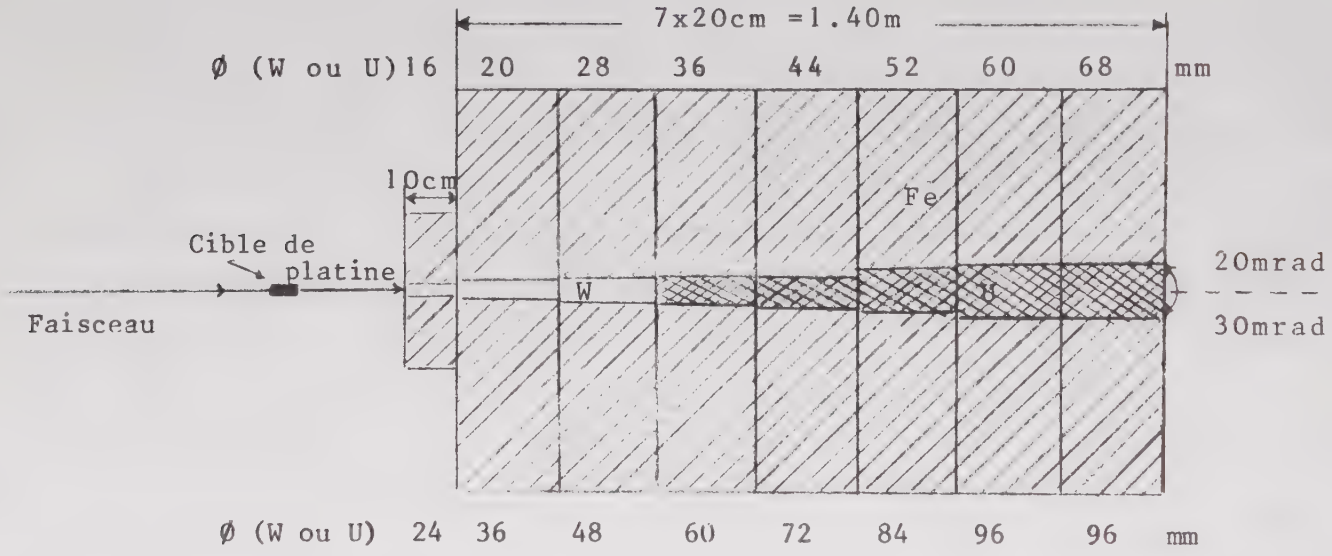


Figure I-7 : Schéma de l'absorbeur

Le flux mesuré en aval de cet ensemble filtre-absorbeur représentait 20% de l'intensité incidente; ce flux était bien réparti dans l'angle solide du spectromètre, et le profil des secondaires au niveau de la première chambre proportionnelle à fils ressemblait à une gaussienne de 350mm. de largeur

à mi-hauteur. Ces résultats expérimentaux étaient en léger désaccord avec une simulation de gerbes hadroniques (Réf. I-6) qui prévoyait cette atténuation pour un ensemble de 1.4m de long, initialement envisagé. Mais notre mauvaise surprise fut surtout d'observer des événements avec de très grandes multiplicités dans l'appareillage. Le taux de ces événements ne dépendait pas de la longueur de l'absorbeur, et nous les interprétions comme des gerbes électromagnétiques provoquées par l'interaction de muons énergiques avec la matière du spectromètre. Bien que relativement rares, ces événements "épais" nous gênaient car ils étaient très efficaces pour satisfaire les conditions de déclenchement, comme nous le verrons ultérieurement.

3) L'AIMANT

L'aimant du spectromètre était un dipôle supraconducteur de très grande ouverture : Ses principales caractéristiques sont résumées sur la figure (I-8). L'entrefer formait un cylindre de 3.5m de long et 1.6m de diamètre, terminé par une partie conique pour grignoter un peu plus d'acceptance. Le champ magnétique était essentiellement concentré sur 2.5m, et devenait nul en dehors du volume de l'aimant, ce qui simplifiait la reconstruction des trajectoires dans le bras arrière du spectromètre. La puissance de courbure correspondait à une variation de l'impulsion transverse des chargés de 1.2 GeV/c : La figure (I-8c) nous indique l'intégrale du champ le long de droites issues de la cible de platine (configuration 150 et 200 GeV/c). Nous avons mesuré ce champ avec un pas de 60 x 60 x 120mm^2(X, Y, Z) : Nous avons ainsi constaté un léger défaut dans le montage mécanique des bobines, qui se traduisait par un angle de 2.5mrd entre la composante principale et la verticale. Nous n'avons observé aucune variation de la valeur absolue du champ, qui était contrôlée en permanence par une sonde située au centre de l'aimant.

4) LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES A FILS

Le spectromètre était équipé de 31 plans de mesure (37 plans à 280 GeV) groupés en 6(7) unités et qui représentaient plus de 25 000 fils sensibles. Les caractéristiques géométriques de ces chambres proportionnelles sont présentées sur le tableau (I-2).

A l'exception des deux dernières, ces chambres comprenaient la même séquence de 6 plans de fils successivement verticaux, horizontaux, inclinés à 45°, inclinés à -45°, horizontaux et verticaux : Chacun de ces

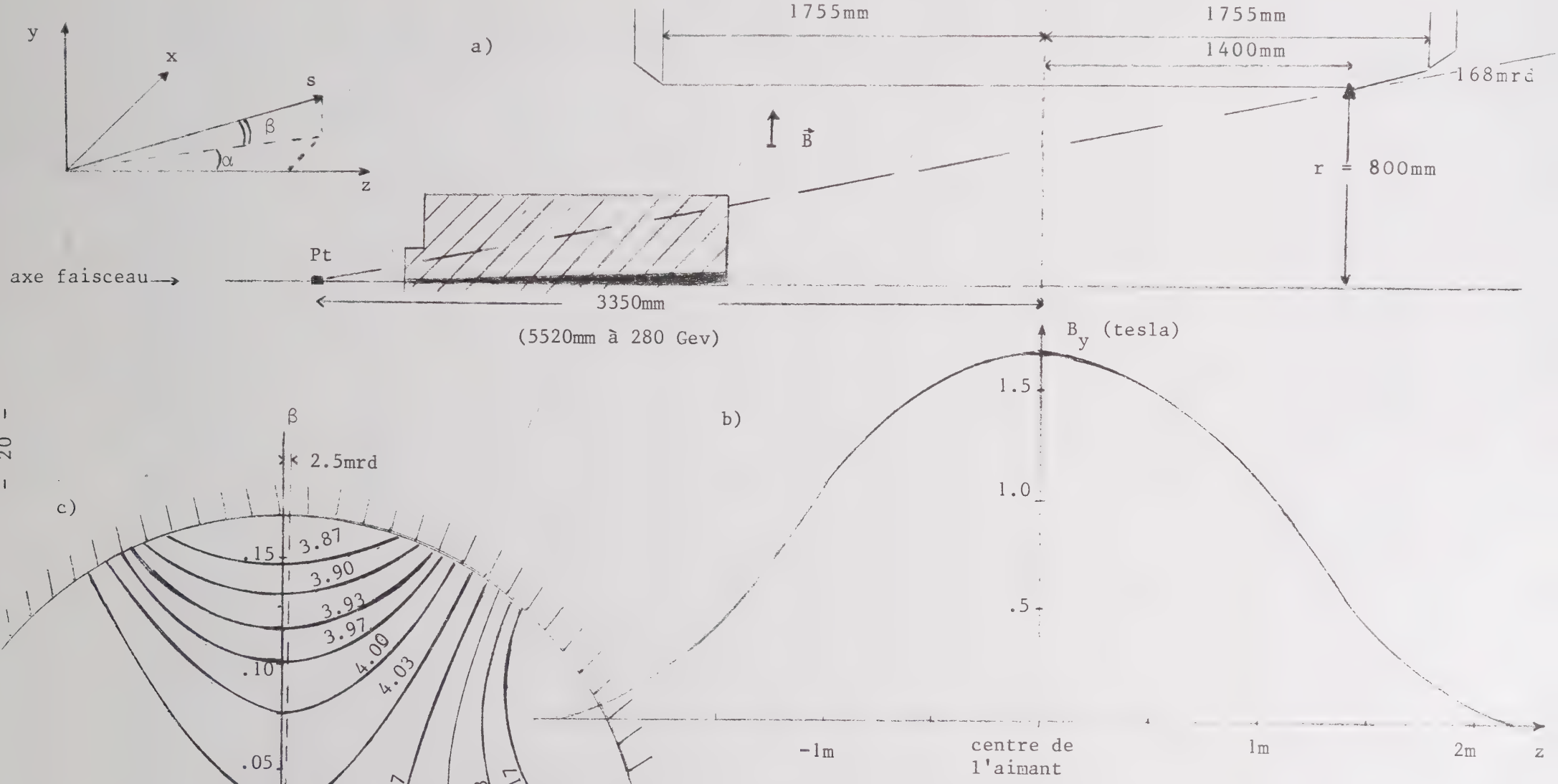


Fig I-8 : Aimant du Spectromètre Lézard :

a) Implantation générale
b) Composante principale du champ(B_y fonction de Z pour X=Y=0)
c) Intégrale de champ $\int B_y(z)\,dz$ (tesla-metre)

le long d'une droite issue de la cible de cosinus directeurs α , β

Chambre	Zone sensible (m^2)	Inclinaison des fils (degrés/verticale	Nombre de plans	Nombre de fils	Pas des fils (mm)	Position/Centre de l'aimant(m)	
						± 200 GeV/c , - 150 GeV/c	- 280 GeV/c
CP 0	0.64 x 0.64	0	2	320	2	- 1.29	- 3.17
		90	2	320	2		
		45	1	320	2.83		
		135	1	320	2.83		
CP 1	0.96 x 0.96	0	2	480	2	-	- 2.41
		90	2	480	2		
		45	1	480	2.83		
		135	1	480	2.83		
CP 2	Circulaire Ø = 1.344	0	2	448	3	- 0.30	- 0.30
		90	2	448	3		
		45	1	448	3		
		135	1	448	3		
CP 3	3.1 x 2.6	0	2	1024	3	+ 3.47	+ 3.47
		90	2	824	3		
		45	1	1024	3		
		135	1	1024	3		
CP 4	3.1 x 2.6	0	2	1024	3	+ 4.27	+ 4.27
		90	2	824	3		
		45	1	1024	3		
		135	1	1024	3		
CP 5 + CP 6	4.25 x 4.05	0	5	1408	3	+ 7.83	+ 8.60
		90	2	1344	3		

Tableau I-2 : Principales caractéristiques des chambres à fils

plans était indépendant, et l'on pouvait oter la tension sur l'un d'entre eux sans affecter l'efficacité des 5 autres. Les cathodes étaient des feuilles de mylar graphitées, et n'ont pas montré de signe de vieillissement durant ces deux années de fonctionnement relativement chargées; la résistivité du graphite s'est également montrée efficace pour limiter les décharges et réduire ainsi le taux d'accidents et de fils cassés. Toutes les chambres proportionnelles du spectromètre fonctionnaient avec le même mélange de 80% d'argon, 20% d'isobutane, 0.1% de fréon, l'argon bullant dans de l'alcool **isopropylique à 7°C.**

La chaîne de lecture d'un fil comprenait un amplificateur, un monostable pour retarder l'information, une coincidence avec le déclenchement de l'appareillage et enfin une mémoire qui était lue lors de l'acquisition de l'événement par un module logique de codage (Type JCF 20 de Schlumberger). Lorsque le taux de comptage sur un fil devenait élevé, le temps mort du monostable (plusieurs centaines de nanosecondes) devenait dangereux. Pour cette raison, la chaîne de traitement de PC0, PC1 et PC2 était constituée de la façon suivante : Les signaux amplifiés à proximité des chambres étaient retardés de 260 ns par de longs câbles (pas de temps mort) pour être mis en coincidence avec le pré-déclenchement; ce n'est que cette coincidence, beaucoup moins fréquente que le signal lui-même, qui attaquait le monostable dont le temps mort ne posait alors plus de problème. Cet agencement nous permettait également d'utiliser l'information de PC2 pour la logique du déclenchement final.

D - LA SELECTION DES EVENEMENTS.

Nous voulions observer des dimuons de grandes masses, ce qui correspondait à des événements relativement rares : Nous avions typiquement besoin de 10^8 interactions pour produire une paire de masse supérieure à 4 GeV. Il était impératif de rejeter les résonances de faibles masses (ρ, ω, ϕ) qui étaient produites avec des sections efficaces beaucoup plus élevées, et qui auraient saturé nos possiblités d'acquisition de l'information du spectromètre.

Lorsqu'un dimuon est produit sans impulsion transverse, sa masse vérifie l'inégalité $M_{(\mu^+\mu^-)} \geq |\vec{P}_{T_{(\mu^+)}}| + |\vec{P}_{T_{(\mu^-)}}|$; le critère de sélection retenu pour notre déclenchement correspondait à un seuil sur l'impulsion transverse de l'un ou des deux muons de la paire.

Dans la pratique, une série d'hodoscopes (T1, T2 et T3) permettait de sélectionner les interactions qui produisaient au moins deux muons. Le signal correspondant, le pré-déclenchement, activait alors une logique rapide de calcul de la composante verticale de l'impulsion transverse des traces qui traversaient le spectromètre : L'information nécessaire à cette logique rapide était recueillie par deux chambres proportionnelles à lecture cathodique (M1 et M2). L'intérêt de ce déclenchement en deux étapes était de minimiser le temps mort de l'électronique associée à la décision de l'acquisition d'un événement.

La figure (I-9) représente l'ensemble des éléments qui participaient au déclenchement. Nous verrons maintenant en détail comment étaient formés les signaux de pré-déclenchement et de déclenchement.

1) *LE PRE-DECLENCHEMENT.*

Je décrirai maintenant les trois hodoscopes (T1, T2 et T3) ainsi que la logique du pré-déclenchement.

Les hodoscopes

L'hodoscope T1 est placé contre l'aval de l'ensemble filtre-absorbeur : I1 était constitué de 12 compteurs qui couvraient un angle vertical de 24 à 175 mrd de part et d'autre du plan médian horizontal. Pour nos mesures à 150 GeV/c et 280 GeV/c, la région aveugle fut réduite de ± 24 mrd à ± 10 mrd par l'adjonction de 4 compteurs supplémentaires. Les dimensions des différents compteurs étaient choisies de façon à égaliser les taux de comptage des 12(16) photomultiplicateurs. Cet hodoscope T1 devait également nous fournir la référence en temps de l'interaction observée.

L'hodoscope T2 était situé entre la dernière chambre proportionnelle (CP6) et le mur de fer, à l'aval du spectromètre. Il s'agissait en fait d'une partie d'un calorimètre électromagnétique utile dans la configuration "ouverte" de notre appareillage. Le T2 se divisait en 42 bandes horizontales.

L'hodoscope T3, le plus grand des trois (6 x 5.5 m^2), était placé à l'aval du mur de fer; il était constitué de 22 bandes horizontales et son acceptance correspondait à un angle vertical de ±(7 à 165 mrd). Chacune des bandes de T2 et de T3 étaient formées de deux compteurs indépendants (compteur droit et compteur gauche).

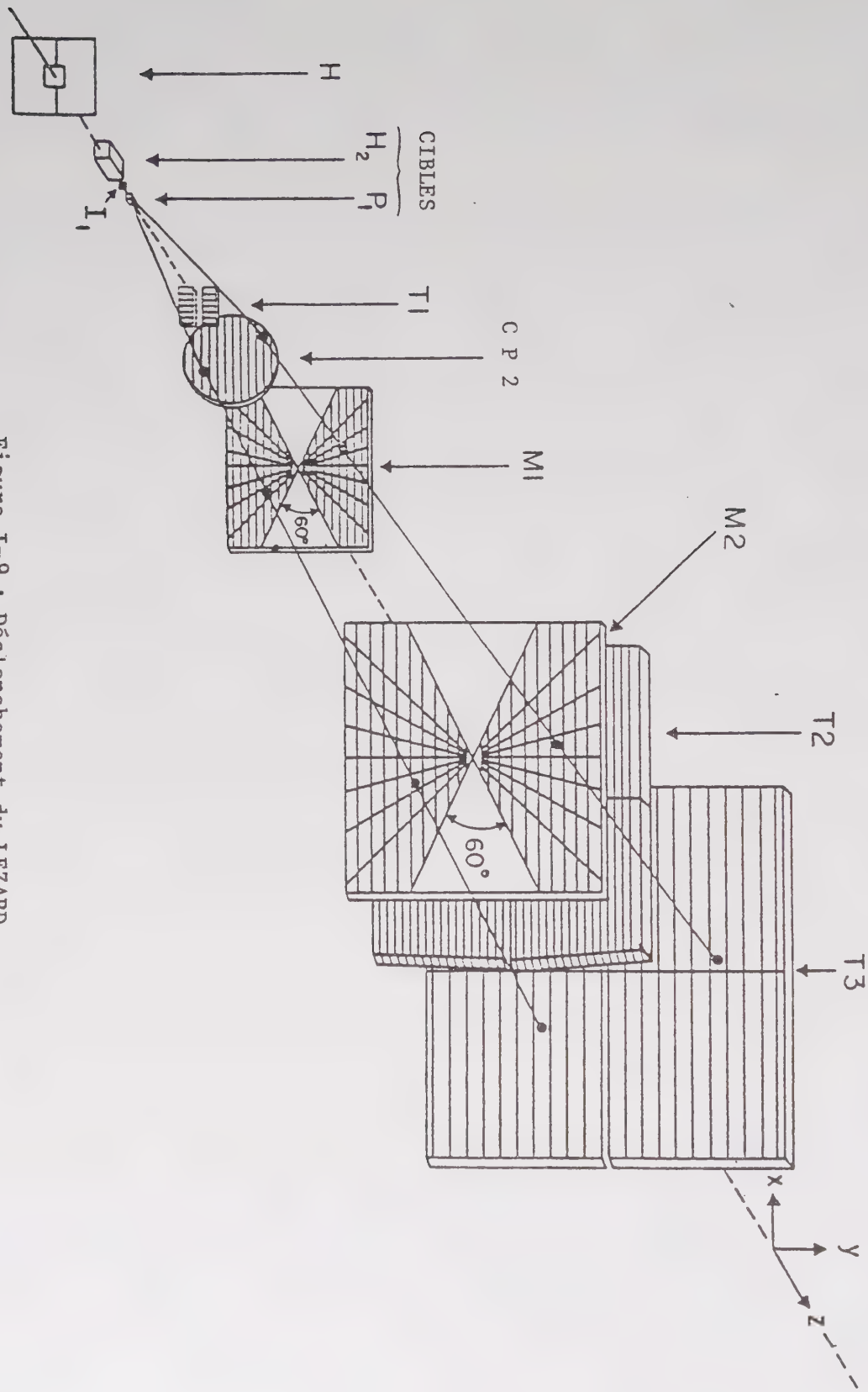


Figure I-9 : Déclenchement du LEZARD.

Nous pouvions définir 2 fois 11 "secteurs T2.T3" qui pointaient vers nos cibles, ce qui permettait de rejeter une partie des muons du halo dès la coincidence T2.T3 : Nous devions alors mettre en correspondance 4 bandes de T2 avec chaque bande de T3, pour tenir compte de la diffusion multiple dans le mur de fer.

La logique du pré-déclenchement.

Le pré-déclenchement devait signaler une interaction produisant au moins deux muons signés dans l'hodoscope T3. Ce signal correspondait à la coincidence des trois conditions suivantes :

- au moins deux "secteurs T2.T3" touchés.
- au moins une réponse de l'un des compteurs du T1.
- pas de signal dans un compteur de halo situé 10m en amont des cibles.

Le pré-déclenchement arrivait environ 260ns après l'interaction, avec une fréquence de l'ordre de 5.10^4 coups par seconde; la fraction de temps mort du pré-déclenchement restait inférieure à 2%.

Ce signal était nécessaire pour valider l'information des chambres proportionnelles PC0, PC1 et PC2. Ce signal activait également le calcul de l'impulsion transverse des muons ainsi détectés. Cette première sélection des dimuons permettait de réduire considérablement le temps mort de l'électronique du déclenchement final.

2) LE DECLENCHEMENT

La sélectivité de notre déclenchement aux dimuons de grandes masses reposait sur la mesure grossière mais rapide de l'impulsion transverse des traces qui traversaient l'appareillage : Nous verrons comment les chambres proportionnelles M1 et M2 permettaient d'accéder à la composante verticale de cette impulsion transverse; nous verrons ensuite les différents ingrédients de la décision de l'acquisition d'un événement.

Les chambres proportionnelles à lecture cathodique M1 et M2.

Si nous appelons $\phi_1(\phi_2)$ l'angle azimuthal, pris par rapport à la verticale, de l'impact d'une particule issue de la région des cibles avec un plan M1(M2) situé en aval de l'aimant du spectromètre, nous avons :

$$|\text{tg } \phi_1 - \text{tg } \phi_2| = \frac{A}{P_T^V}$$

où A est une constante qui dépend du champ magnétique traversé et des positions relatives de la cible, du centre de l'aimant et des plans de mesure (M1, M2).

La géométrie des chambres proportionnelles M1 et M2 était adaptée à cette estimation de la composante verticale de l'impulsion transverse P_T^V : Les cathodes de chacune de ces chambres étaient divisées en 20 bandes horizontales, 10 de part et d'autre du plan médian horizontal, qui couvraient un angle vertical de ±(15 à 165 mrd); la longueur de chaque bande correspondait à une acceptance azimuthale de $\phi = \pm 60°$, et chaque bande était divisée en 64 cellules qui correspondaient à des pas constant en tg ϕ. Ces deux chambres étaient homothétiques dans le rapport 1.85. Elles étaient placées derrière l'aimant du spectromètre, et leurs distances respectives à la cible de platine se trouvaient dans ce rapport d'homothétie.

Une trace provenant de la cible de platine était ainsi détectée dans deux cellules n_1 et n_2 qui appartenaient à des bandes correspondantes, et son impulsion transverse vérifiait :

$$P_T^V = \frac{A'}{|n_1 - n_2|}$$

Nous avions A' = 5.2 GeV/c pour la disposition de notre ensemble expérimental.

La logique associée aux chambres M1, M2

Les signaux provenant des cellules étaient validés par le pré-déclenchement, puis codés dans 20 unités logiques identiques, une pour chaque paire de bandes correspondantes, que nous appelions les matrices. Dans une bande donnée, la cellule prise en compte était à la fois la première touchée en partant de l'extrémité droite et la première touchée en partant de l'extrémité gauche : Par ce double codage, la bande considérée restait efficace lorsqu'elle était touchée par une trace de bruit de fond. La matrice pouvait alors calculer les 4 différences des numéros de cellules touchées et se servir de ces différences pour adresser une mémoire rapide qui contenait nos conditions de déclenchement : Il s'agissait de mémoire à 4 bits, et nous pouvions ainsi avoir 4 informations à la sortie de nos matrices. Nous n'avons utilisé que deux de ces sorties, qui correspondaient aux conditions $|n_1 - n_2| \leq 7$ et $|n_1 - n_2| \leq 5$, ce qui revenait à un seuil de .75 GeV/c et de 1.04 GeV/c sur la composante verticale de l'impulsion transverse.

Les 20 bandes M1.M2 se plaçaient en quinconce par rapport aux 22 secteurs T2-T3 : Le signal de pré-déclenchement ne déclenchait que les unités logiques qui correspondaient aux bandes M1-M2 voisines des secteurs T2-T3 touchés.

Dans un premier temps, pour nos mesures à 200 GeV/c, nous n'avons utilisé que 18 bandes M1.M2, qui couvraient un angle vertical de ±(30a 165 mrd), la mise en service des deux bandes centrales nous permit par la suite d'améliorer l'acceptance de l'appareillage afin de mieux étudier les distributions angulaires de désintégration des dimuons.

Secteurs T2.T3 - CP2

Un plan de fils horizontaux de CP2 était utilisé comme un hodoscope pour le déclenchement final : Nous savons que les signaux retardés de CP2 étaient mis en coincidence avec le pré-déclenchement; la sortie de cette coincidence entrait dans la chaîne de lecture de la chambre, mais une sortie rapide pouvait également être utilisée directement pour le déclenchement; notre "hodoscope CP2" était formé en regroupant ces sorties rapides en bandes, qui pouvaient se recouvrir (1 fil pouvait appartenir à plusieurs bandes); les largeurs de ces bandes étaient variables, et tenaient compte de la longueur de la

région des cibles et de la diffusion multiple dans l'ensemble filtre-absorbeur. C'est ainsi que nous pouvions redéfinir de façon beaucoup plus précise les secteurs T2.T3.

A ce niveau de coincidence entre T2, T3 et CP2, nous disposions également d'un circuit logique qui permettait de vérifier que parmi les bandes T3 touchées, 2 au moins n'étaient pas adjacentes : Nous noterons par $2(T2.T3\text{-}CP2)_{\text{non adj.}}$ le signal correspondant.

Les événements indésirables

Un comptage de la multiplicité au niveau de T2 permettait de rejeter les "événements épais" que nous avons mentionnés lors de la description de l'ensemble filtre-absorbeur; nous interdisions également l'acquisition lorsque l'hodoscope T1 détectait plus de 4 interactions à l'intérieur de 70 ns, ce qui correspondait au temps de mémorisation des chambres proportionnelles: Nous noterons (Veto) le signal correspondant à ces deux interdictions.

Conscient du danger de coupures aussi brutales, nous levions ces contraintes pour un déclenchement sur dix : Les 2/3 des événements ainsi enregistrés correspondaient à des événements épais; une étude ultérieure nous permet ainsi d'estimer à moins de 1% la perte de "bons événements" qui résultait de l'introduction de ces interdictions dans le déclenchement.

Conditions de sélection d'un événement

Nous déclenchions l'acquisition d'un événement lorsque l'une des deux combinaisons suivantes était satisfaite :

$$\text{Déclenchement 1} = (\text{Pré-déclenchement}) \bullet 1(\text{Matrice} : P_T^V > 1\ \text{GeV/c}) \bullet 2(T2.T3\text{-}CP2)_{\text{non adj}} \bullet (\overline{\text{Veto}})$$

$$\text{Déclenchement 2} = (\text{Pré-déclenchement}) \bullet 2(\text{Matrice} : P_T^V > 0.75\ \text{GeV/c}) \bullet 1(T2.T3\text{-}CP2)_{\text{non adj}} \bullet (\overline{\text{Veto}})$$

Les participations des déclenchements 1 et 2 à l'enregistrement des événements étaient respectivement de 90% et 40% : Nous avions donc un recouvrement assez important de ces déclenchements, ce qui était particulièrement intéressant pour contrôler en permanence les efficacités des matrices et des secteurs T2.T3-CP2.

Une légère modification vint améliorer la sélectivité du déclenchement 1 pour nos mesures à 150 et 280 GeV/c^2. Nous demandions alors que l'un des secteurs T2.T3-CP2 touché soit situé dans la partie haute de l'appareillage, pour rejeter les coincidences fortuites qui provenaient d'un halo important situé dans la partie basse. Cette modification n'avait qu'une incidence minime sur l'acceptance du déclenchement car nous avions en général un muon en haut et un muon en bas pour les bons événements; seuls les dimuons de très grandes impulsions transverses pouvaient donner deux muons du même côté, et l'efficacité du déclenchement 1 était alors divisée par deux. Pour ce même déclenchement 1, le seuil sur l'impulsion transverse fut ramené à $P_T^V \geq .87$ GeV/c ($|n_1 - n_2| \leq 6$) pour nos mesures à 280 GeV/c.

La figure (I-10) représente le taux de déclenchement en fonction du flux.

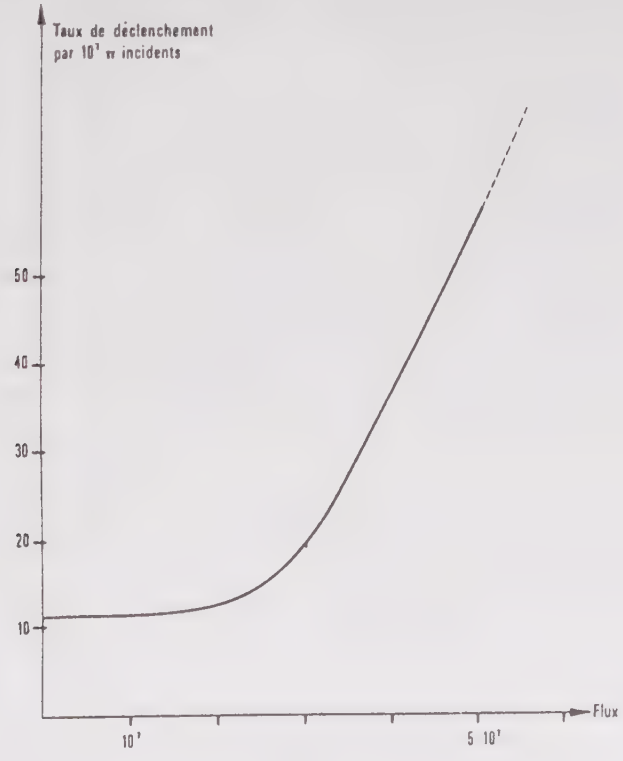


Figure I-10 : Taux de déclenchement en fonction du flux incident.

Nous voyons apparaître un décrochement à partir de 3×10^7 particules/seconde,

qui correspondait à des empilements fortuits d'événements. Au delà de cette intensité, le temps d'analyse augmentait de façon disproportionnée par rapport au gain en dimuons : Ceci nous limitait donc à un flux incident inférieur à 3×10^7 particules/seconde, et notre taux de déclenchement ne dépassait pas 60 coups/deversement; lorsque l'éjection des protons du S.P.S. était bien stabilisée, plus de 60% des événements ainsi enregistrés correspondaient à des dimuons.

RESUME DES CARACTERISTIQUES DU LEZARD

Je rappelle maintenant les principales caractéristiques de cet ensemble expérimental, schématisé sur les figures (I-1 a,b). J'indique également ici certaines propriétés concernant l'observation des dimuons, dont le détail est disponible dans la référence (I-2).

L'intensité et la composition de notre faisceau secondaire aux différentes énergies utilisées sont portées sur le tableau (I-3)

Energie	Intensité	Composition	Cible T 4	Identification	Remarques
- 200 GeV/c	3×10^7	96.3% π^- 3.1% K^- 0.6% $\bar{p}$	50 cm B_e	1 CEDAR K^- 1 CEDAR $\bar{p}$	
+ 200 GeV/c	3×10^7	60% p 36% π^+ 4% K^+	50 cm B_e	2 $\check{C}$ à seuil π^+ 2 CEDAR K^+	Filtre de 2m de Polyéthylène
- 150 GeV/c	5×10^7	93% π^- 5% K^- 2% $\bar{p}$	30 cm B_e	1 CEDAR K^- 1 CEDAR $\bar{p}$	Angle de production $\in$ [2-4 mrd]
- 280 GeV/c	3×10^7	> 99% π^-	50 cm B_e		

Tableau I-3 : Intensité et composition du faisceau

L'utilisation simultanée d'une cible d'hydrogène et d'une cible de noyaux lourds (Platine) constituait une innovation dans ce genre d'expérience : La figure (I-11)illustre la disposition des cibles et de l'ensemble filtre-absorbeur, ainsi que leurs séparations lors de la reconstruction des événements enregistrés.

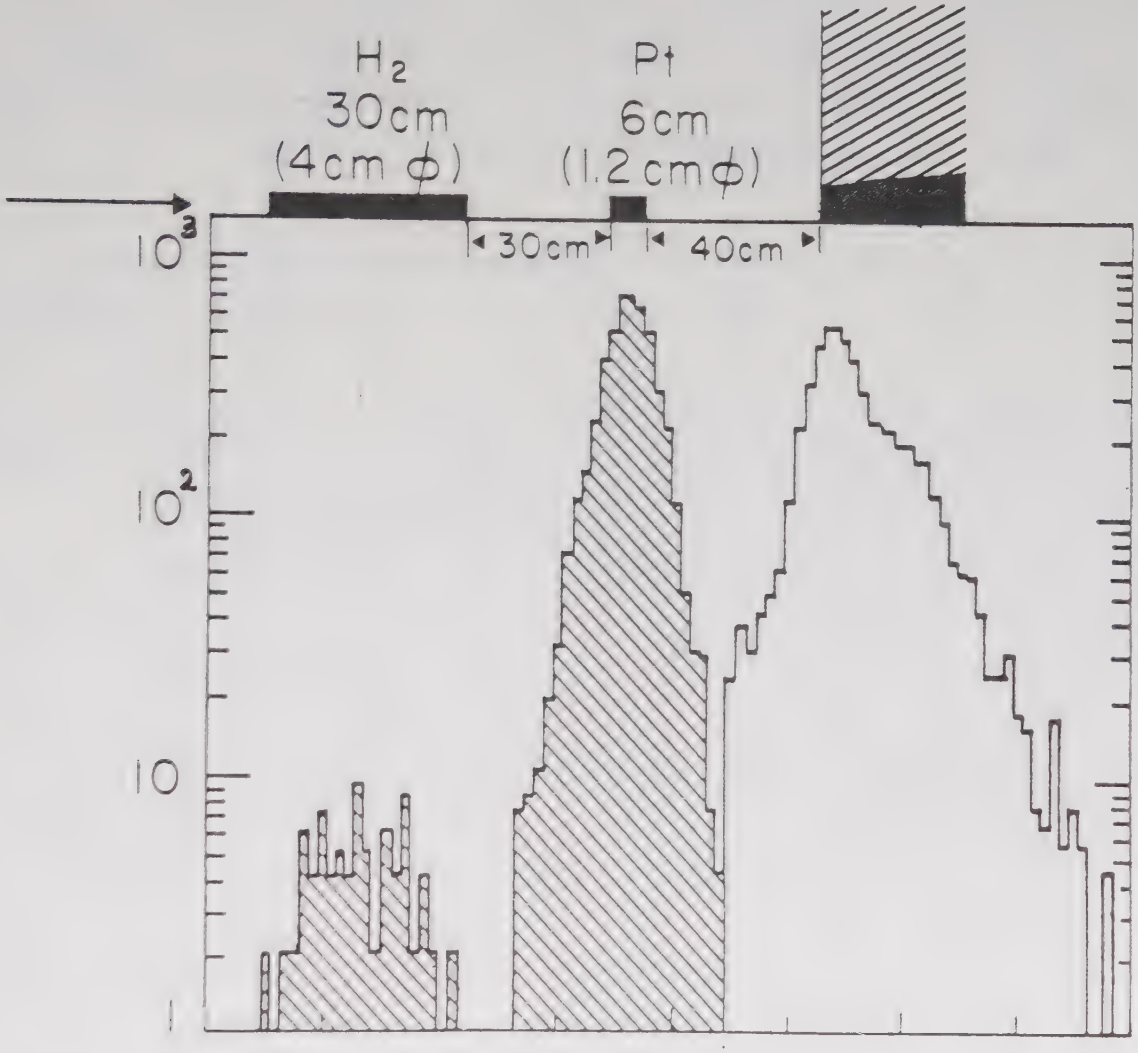


Figure I-11 : Position du vertex des évènements reconstruits
($M_{\mu\mu} \geq$ 5Gev et Pinc = 200Gev/c)

Le spectromètre était constitué de deux bras symétriques par rapport à un plan médian horizontal, qui couvraient un angle vertical de ±(6-165 mrd) dans le laboratoire. L'acceptance de l'appareillage aux paires de muons, compte tenu du déclenchement, est portée sur les figures (I-12 a,b,c): Nous remarquons que cette acceptance dépassait 30% pour les dimuons de grandes

masses. La résolution sur la masse des dimuons observés était de l'ordre de 4% dans la région explorée.

Notre taux d'acquisition était de l'ordre de 50 événements par déversement, dont plus de 60% étaient des dimuons et parmi lesquels se trouvaient 2 à 3 J/Psi. Nous pouvions ainsi enregistrer plus de 20.000 J/Psi par jour : Une production aussi importante permettait de nombreux contrôles rapides du bon fonctionnement de notre ensemble expérimental et représentait un signal de calibration très utile pour notre analyse ultérieure. Le tableau (I-4) indique les statistiques que nous avons pu accumuler.

		Cible de Platine			Cible d'Hydrogène	
Energie	Part.	ψ $2.7 \leq M \leq 3.5$	Drell-Yan $4.1 \leq M \leq 8.5$	T $8.5 \leq M \leq 11$	ψ $2.7 < M < 3.5$	Drell-Yan ≥ 4.1
150 GeV	π^-	742,600	21 600	231	18,800	
	K^-	32,500	688	7	770	
	$\bar{p}$	16,700	275		434	
	π^+	9,580	118			
	K^+	1,304				
	p	4,167	35			
200 GeV	π^-	157,300	4 970	165	3,294	200
	K^-	3,115	90		58	
	$\bar{p}$	1,075	32		16	
	π^+	108,000	1,750		2,200	40
	K^+	16,000	170		340	
	p	101,000	1,070		2,200	
280 GeV	π^-	570,000	20,000	800	24,000	500

Tableau I-4 : Statistique des dimuons observés

ACCEPTANCE

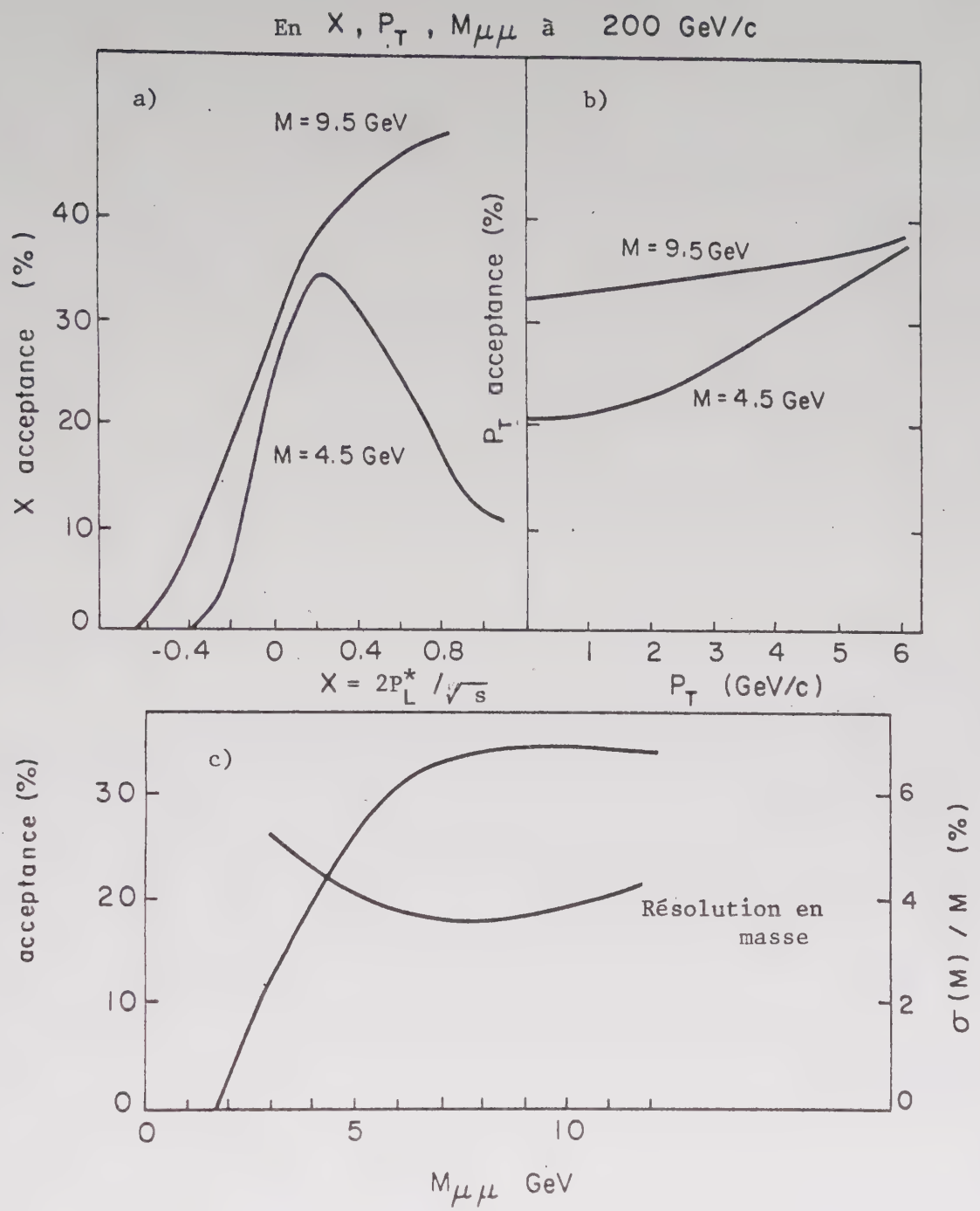


Figure I -12 : Acceptance du Lezard

a : suivant $X=2P^*_L / \sqrt{s}$

b : suivant P_T

c : suivant $M_{\mu\mu}$

CHAPITRE II

EXPLORATION DU NUCLEON

INTRODUCTION

En physique des particules, le jeu consiste à trouver les lois universelles qui s'appliquent à des objets élémentaires. La recherche de ces objets élémentaires ressemble un peu à la quête du Graal : malgré les viscissitudes subies, la foi du physicien dans l'existence d'éléments irréductibles reste inebranlée, et il emploiera sans limites toute sa ruse et sa technique pour les découvrir. Mon lyrisme s'arrêtera là, et je ne compte pas m'étendre sur la vision d'un monde constitué d'eau, de terre, de ciel et de feu, ni sur l'image planétaire des atomes. Je ne m'intéresse ici qu'à l'étape qui fut récemment franchie dans l'analyse des hadrons, particules qui forment, en regard de leurs masses, la quasi-totalité de la matière qui nous entoure et dont nous sommes faits.

Je commencerai par décrire le caractère complexe des nucléons, tel qu'il se révéla vers 1970 aux expériences de diffusion inélastique d'électrons. Nous nous familiariserons ensuite avec la structure hadronique et le modèle des partons. Le troisième et dernier volet de ce chapitre sera consacré à la détermination expérimentale de la structure des nucléons.

A - DIFFUSION INELASTIQUE DE LEPTONS.

Qu'il appartienne au spectre optique, pour le microscope, ou au rayon X, pour observer les cristaux, le photon a toujours été le projectile favori pour sonder l'infiniment petit. Pour résoudre la structure des hadrons, qui ont une extension spatiale de l'ordre du fermi, il faudra utiliser des photons de plusieurs centaines de MeV. L'emploi de photons réels pose alors quelques problèmes techniques : Il faut d'abord les produire, ensuite, à ces énergies, ils ont une fâcheuse tendance à se matérialiser lors de l'interaction, suivant un processus que l'on appelle "la dominance des mésons vecteurs"

Nous verrons par contre que le photon virtuel échangé lors de la diffusion d'un lepton chargé (Fig.II.1) est un bon candidat pour cette sonde électromagnétique. Nous étudierons successivement le formalisme et la section efficace qui correspondent à de tels processus.

1 - FORMALISME

Nous introduirons les variables communément employées pour décrire la diffusion inélastique de leptons. Nous examinerons ensuite la cinématique de ces réactions.

Comme l'indique la figure(II.1), nous désignerons par ℓ, ℓ', q et P les quadri impulsions du lepton initial, du lepton final, du photon échangé et du hadron cible. W sera la masse du système hadronique final.

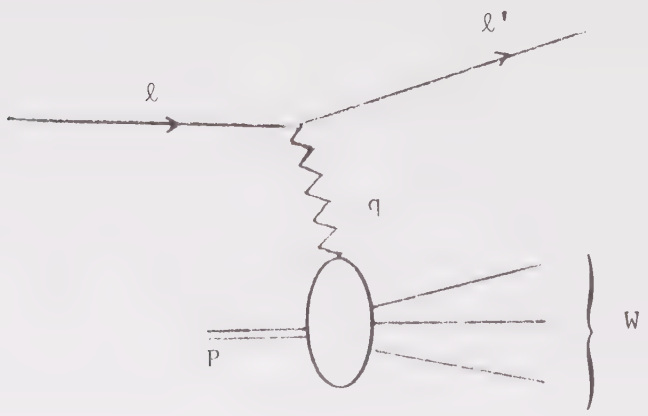


Figure II-1. Diffusion inélastique d'un lepton chargé

Lorsque l'énergie incidente et la masse de la cible sont définies, deux paramètres sont suffisants pour décrire la réaction. On convient généralement d'utiliser les invariants :

$$(II\text{-}1) \quad \begin{cases} \nu = P.q/M \\ Q^2 = -q^2 \end{cases}$$

On remarque $q^2 = (\ell - \ell')^2 \approx - 2\, \ell.\ell' < 0$

On peut également introduire les variables sans dimension :

$$(II\text{-}2) \quad \begin{cases} X = Q^2/2\, M\nu \\ Y = \nu/E \end{cases}$$

Les invariants de la réaction s'expriment à l'aide de ces paramètres. On obtient en particulier pour la masse du système hadronique final :

$$(II\text{-}3) \qquad W^2 = (P + q)^2 = M^2 - Q^2 + 2\, M\nu$$

Considérons maintenant le plan (ν, Q^2) : Comme l'indique la figure(II-2), nous pouvons discerner quatre régions où la diffusion de leptons connait des régimes distincts :

- Nous remarquons, d'après la formule(II-3), que la réaction devient élastique pour $Q^2 = 2\, M\nu$. La région (1) est donc interdite par la cinématique.
- Nous trouvons sur la figure(II-3 a) les résultats expérimentaux concernant la variation de la section efficace suivant la masse du système hadronique final : Il apparaît très nettement des pics correspondant à des états excités du nucléon (Δ, N^*,...). Le lepton diffuse donc d'une manière cohérente sur le hadron cible qu'il transporte dans un état excité. Ce processus, schématisé sur la figure (II-3 b), est important dans la région (2) qui correspond aux faibles valeurs de W^2.

- Lorsque le photon devient réel, nous retrouvons le régime de dominance des mésons vecteurs : C'est-à-dire que le photon a tendance à se matérialiser en un méson (ρ, ω, ϕ,...) pour interagir. Le processus est décrit par la figure(II-4) et se manifeste proportionnellement à $(Mv^2 - Q^2)^{-2}$. où Mv est la masse du méson. La région de faible Q^2, la région ③ , sera donc fortement contaminée par cette matérialisation du photon en méson vecteur.

- Si nous voulons observer des diffusions ponctuelles incohérentes sur d'éventuels constituants des nucléons, il faudra se placer dans la région ④ , que l'on appelle "région profondément inélastique".

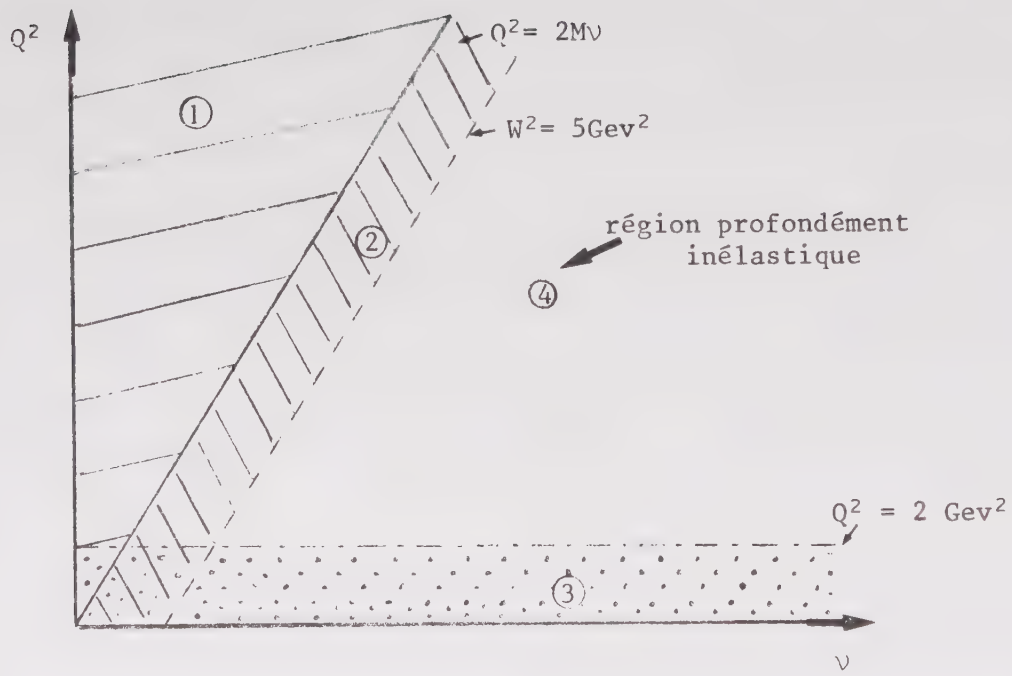


Figure II-2 : Les différentes régions du plan(ν, Q^2)

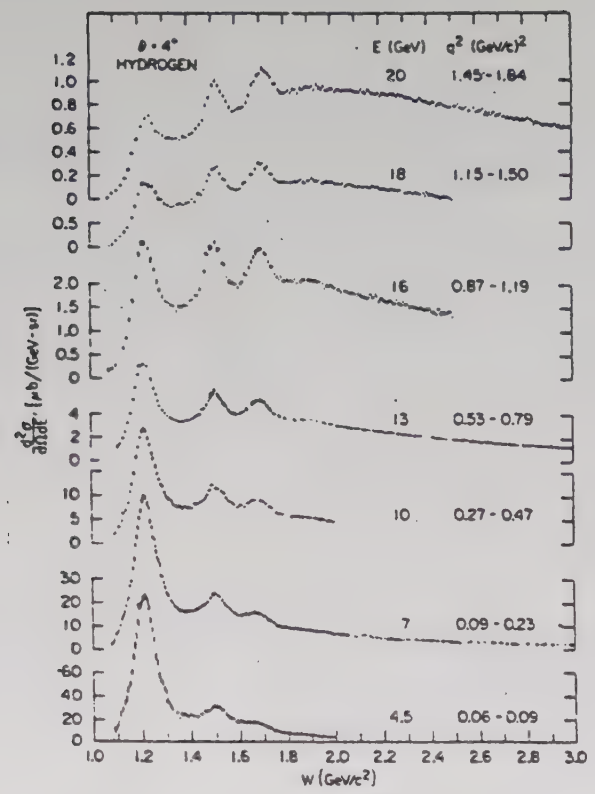


Figure II-3-a : Section efficace de diffusion électron-nucléon en fonction de la masse du système hadronique final et pour différentes valeurs de Q^2

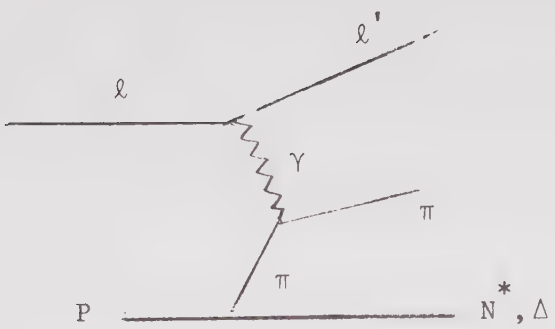


Figure II-3 b : Diffusion cohérente électron-nucléon.
Excitation du nucléon cible

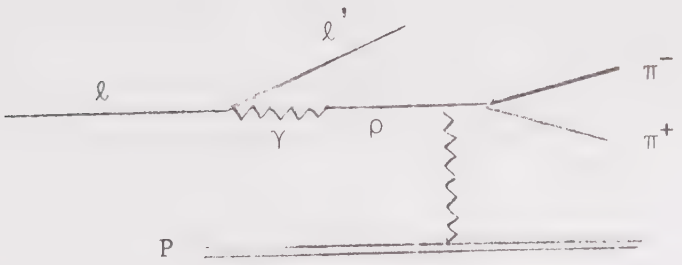


Figure II-4 : Dominance des mésons vecteurs.
Matérialisation du photon de faible Q^2.

Nous pouvons transposer cette cinématique dans le laboratoire. Les variables naturelles sont maintenant E, E' et Θ, respectivement l'énergie incidente, l'énergie du lepton diffusé et l'angle de diffusion.
Nous pouvons exprimer Q^2 et ν :

$$(II\text{-}4) \qquad Q^2 = 2\,E\,E'(1 - \cos\Theta)$$

$$(II\text{-}5) \qquad \nu = E - E'$$

En coordonnées polaires (E', Θ), la relation(II-4) représente une parabole et la relation (II-5) un cercle.
La relation (II-3) deviendra maintenant :

$$(II\text{-}6) \qquad 2M(E-E') - 2\,E\,E'\,(1-\cos\Theta) = W^2 - M^2$$

ce qui est l'équation d'une ellipse.

La figure (II-5) est une transposition dans le laboratoire de la figure (II-2).

Si nous nous plaçons à une énergie incidente fixée, l'extrêmité du vecteur impulsion du lepton diffusé décrit :

- une parabole pour un Q^2 constant
  de foyer O et de paramètre $Q^2/2E$
- un cercle pour un ν constant
  centré en O et de rayon ν
- une ellipse pour un W^2 constant
  centrée en Z = $\left[2EM - (W^2 - M^2)\right]$ E/2M(2E + M)
  petit axe = $\left[2EM - (W^2 - M^2)\right]$ $/\sqrt{M(2E + M)}$
  grand axe = $\left[2EM - (W^2 - M^2)\right]$ (E+M)/M(2E + M)

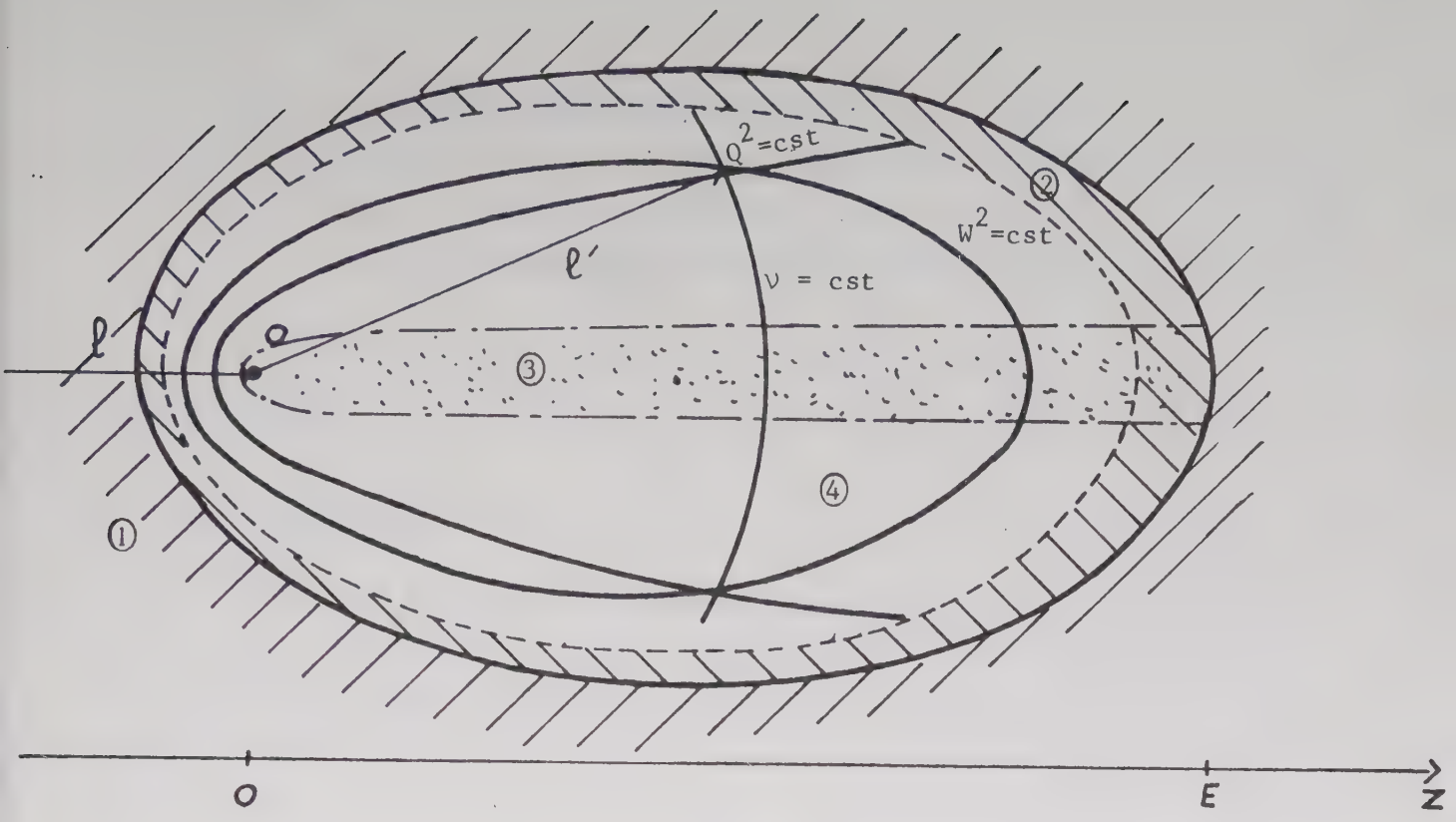


Figure II-5 ; Cinématique dans le laboratoire

2) SECTION EFFICACE

La diffusion inélastique d'un lepton chargé (électron ou muon) sur un hadron est dominée par l'échange d'un photon, tel que le schématise la figure(II-1) : Ceci provient essentiellement de la relative faiblesse de la constante de couplage α. Nous verrons les principales étapes du calcul de ce processus, ce qui nous conduira à introduire les facteurs de forme du nucléon.

Le calcul complet de l'amplitude de diffusion ,qui est assez fastidieux ,est disponible dans la litterature. Le resultat que nous utilisons maintenant donne une section efficace de la forme :

$$\text{(II-7)} \qquad \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\pi \alpha^2}{E^2} \left(\frac{1}{Q^2}\right)^2 L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

Nous reconnaissons ici le propagateur du photon $\frac{1}{Q^2}$, un tenseur $L^{\mu\nu}$ qui décrit le couplage photon-lepton et un tenseur $W_{\mu\nu}$ pour le couplage photon-hadron.

$$\text{(II-8)} \qquad L^{\mu\nu} = 2[\ell^{\mu}\ell'^{\nu} + \ell'^{\mu}\ell^{\nu} - \ell . \ell' g^{\mu\nu}]$$

$$\text{(II-9)} \qquad W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M} \int d^4Z \; e^{iq.Z} \langle P| J_{\mu}(z) \; J_{\nu}(0) |P\rangle$$

J_μ est la partie hadronique du courant électromagnétique que nous ne connaissons pas. Nous pouvons exprimer $W_{\mu\nu}$ à l'aide des tenseurs disponibles au vertex hadronique, c'est-à-dire ceux que l'on peut construire en contractant P, q, $g_{\mu\nu}$ et le tenseur anti-symétrique $\varepsilon_{ij\mu\nu}$:

$$W_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}\, W_a(Q^2, \nu) + P_\mu P_\nu\, W_b(Q^2, \nu) + q_\mu q_\nu\, W_c(Q^2, \nu)$$
$$+ P_\mu q_\nu\, W_d(Q^2, \nu) + q_\mu P_\nu\, W_e(Q^2, \nu) + \varepsilon_{ij\mu\nu}\, P^i q^j\, W_f(Q^2, \nu)$$

- On remarque que la contraction de $\varepsilon_{ij\mu\nu}$ avec P^iP^j ou q^iq^j donne zéro.
- Le terme $\varepsilon_{ij\mu\nu}\, P^iq^j$ viole la parité. Nous devons donc avoir $W_f(Q^2, \nu) = 0$ pour les réactions électromagnétiques.
- Ecrivons que le courant J_μ est conservé. En introduisant $\partial^\nu J_\mu = 0$ dans la relation (II-9), nous obtenons :

(II-10) $$q^\mu\, W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}\, q^\nu = 0$$

Cette relation, vérifiée pour tout P et q, conduit aux égalités :

$$\begin{cases} W_a(Q^2, \nu) = W_c(Q^2, \nu) = -\dfrac{P.q}{q^2}\, W_b(Q^2, \nu) \\ W_c(Q^2, \nu) = \dfrac{1}{q^2}\left[W_a(Q^2, \nu) - \dfrac{(P.q)^2}{q^2}\, W_b(Q^2, \nu)\right] \end{cases}$$

L'expression de $W_{\mu\nu}$ ne dépend plus que de deux fonctions de Q^2 et de ν :

(II-11) $$W_{\mu\nu} = \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_a(Q^2, \nu) + \left(P_\mu - \frac{P.q}{q^2}\, q_\mu\right)\left(P_\nu - \frac{P.q}{q^2}\, q_\nu\right) W_b(Q^2, \nu)$$

Lorsque nous contractons $W_{\mu\nu}$ avec le tenseur leptonique, nous remarquons les simplifications :

$$\begin{cases} (\ell^\mu \ell'^\nu + \ell'^\mu \ell^\nu - g^{\mu\nu})\left(g_{\mu\nu} - \dfrac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) = -4\, E\, E'\, \sin^2\dfrac{\theta}{2} \\ (\ell^\mu \ell'^\nu + \ell'^\mu \ell^\nu - g^{\mu\nu})\left(P_\mu - \dfrac{P.q}{q^2}\, q_\mu\right)\left(P_\nu - \dfrac{P.q}{q^2}\, q_\nu\right) = 2\, M^2\, E\, E'\, \cos^2\dfrac{\theta}{2} \end{cases}$$

On introduit généralement $W_1(Q^2, \nu) = - W_a(Q^2, \nu)$ et $W_2(Q^2, \nu) = M^2 W_b(Q^2, \nu)$: W_1 et W_2 sont les facteurs de forme du hadron cible.

La section efficace de diffusion électron-nucléon s'écrit maintenant :

$$(II\text{-}12) \qquad \frac{d^2\sigma}{dQ^2\, d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E} \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\, W_1(Q^2, \nu) + \cos^2 \frac{\theta}{2}\, W_2(Q^2, \nu) \right]$$

Résultats expérimentaux

La mesure expérimentale de cette section efficace en fonction de Q^2 et pour différentes valeurs de la masse du système hadronique final, est reportée sur la figure (II-6). La normalisation par rapport à la section efficace de Mott permet à la fois de superposer les points provenant de plusieurs angles de diffusion et d'enlever la partie bien connue de la dépendance en Q^2 qui provient du propagateur du photon.

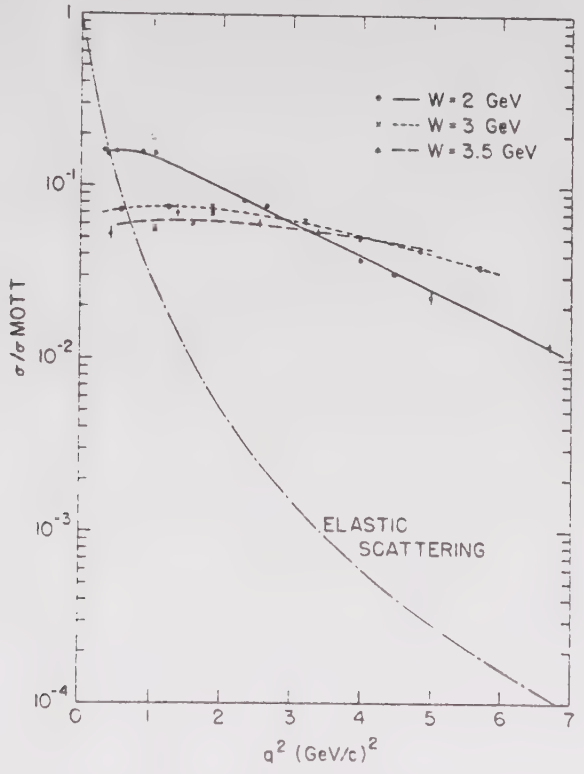


Figure II-6: Section efficace de diffusion inélastique électron-proton. Les résultats sont exprimés en fonction de la section efficace de diffusion d'un électron dans un champ coulombien exprimée par la formule de MOTT :

$$\left(\frac{d}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2}{4q^4E^2} \qquad \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

(Ref. II- 1)

B - LE MODELE DES PARTONS

Les résultats portés sur la figure(II-6) parurent en Octobre 1969 : Ce fut un peu la surprise d'observer un comportement aussi stable de la diffusion inélastique, contrastant avec la chute vertigineuse de la section efficace élastique.

Comme l'indique cette figure(II-6), la section efficace inélastique, exprimée par rapport à la section efficace de Mott, ne semble pas dépendre de la masse du photon virtuel échangé : Or un photon virtuel qui interagit de la même manière quelque soit son énergie, c'est un peu comme un boulet qui rebondit ainsi qu'une simple balle de ping-pong, l'objet visé doit être très dur. L'électron diffusé n'avait donc pas vu un proton, mais un constituant de ce proton, un parton. Nous étudierons tout d'abord ce qui se passe lorsque l'électron diffuse effectivement sur un parton chargé, sans structure et de spin 1/2.

Nous tenterons ensuite d'assimiler ces partons aux quarks, ces constituants élémentaires qui permettent de reconstruire le spectre complet des hadrons observés. Comme par hasard, c'est également en 1969 que Gell-Man et Ne'eman reçurent le prix Nobel pour le modèle des quarks.

Nous terminerons par une courte description de la diffusion de neutrinos : Cette technique expérimentale permet de sonder la structure hadronique et apporte des résultats complémentaires de ceux de la diffusion d'électrons ou de muons.

1) PARTON DE SPIN 1/2.

Nous verrons que la variable X peut être interprétée comme la fraction d'impulsion transportée par un parton. Nous introduirons ensuite de nouvelles propriétés de la section efficace de diffusion.

Le processus de diffusion d'un électron sur un nucléon correspond maintenant au graphe de la figure(II-7) :

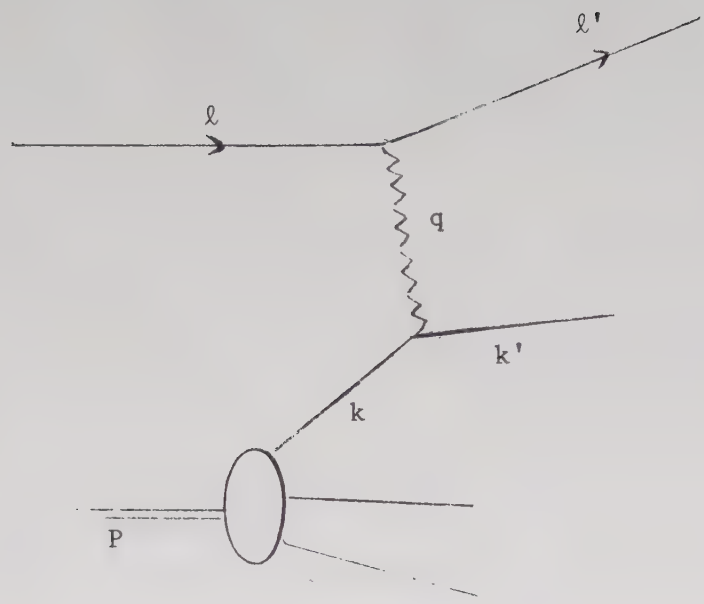


Figure II-7 : Diffusion d'un lepton sur un nucléon

On note k et k' l'impulsion du parton avant et après la diffusion. En élevant au carré la relation k' = k+q, on obtient :

(II-13) $$Q^2 = 2k.q$$

Si nous reprenons la définition de ν (formule II-1), la variable X devient alors :

(II-14) $$X = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{k.q}{P.q}$$

Dans le répère lié au photon virtuel, X représente donc le rapport des énergies du parton et de la cible. Lorsqu'on peut négliger les masses, c'est-à-dire pour Q^2 grand devant la masse du nucléon, X devient la fraction d'impulsion transportée par le parton sur lequel a lieu la diffusion.

Nous voulons maintenant calculer la section efficace de diffusion, en considérant le nucléon comme une collection de partons de charge e_i, et emportant chacun une fraction X_i de l'impulsion suivant une distribution $n_i(X)$. Pour Q^2 grand, la durée de la collision est très faible, et le parton touché n'a pas le temps d'interagir avec ses congénères : Nous supposerons donc les partons libres dans le nucléon.

La formule(II-7) décrit toujours la section efficace de diffusion inélastique. Pour un parton de spin 1/2, le tenseur hadronique a la forme du tenseur leptonique de la formule(II-8) :

$$(II\text{-}15) \qquad W_{\mu\nu} = 2\ [k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - k\,k'\,g_{\mu\nu}] \sum_{\text{parton}} e_i^2\ n_i(X)$$

On obtient alors aisément l'expression suivante de la section efficace :

$$(II\text{-}16) \qquad \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\,\alpha^2}{q^4}\ \frac{E'}{E}\ \left[\sin^2\frac{\theta}{2}\ \frac{1}{M}\ \Sigma\ e_i^2\ n_i(X) + \cos^2\frac{\theta}{2}\ \frac{X}{\nu}\ \Sigma\ e_i^2\ n_i(X)\right]$$

Nous pouvons identifier les formules (I-12) et (I-16) de la section efficace :

$$(II\text{-}17) \qquad \begin{cases} M\,W_1(Q^2, \nu) = \frac{1}{2}\ \Sigma\ e_i^2\ n_i(X) \\ \nu\,W_2(Q^2, \nu) = X\ \Sigma\ e_i^2\ n_i(X) \end{cases}$$

Nous voyons ainsi que pour Q^2 assez grand, W_1 et W_2 ne dépendent plus que de X : On dit alors qu'on a "invariance d'échelle".

On nomme limite de Bjorken la limite où Q^2 et ν tendent vers l'infini, avec $X = \frac{Q^2}{2M\nu}$ constant. On introduit les fonctions de structure F_1 et F_2 du nucélon :

$F_1(X)$ = limite de Bjorken de $2M\,W_1(Q^2, \nu)$

$F_2(X)$ = limite de Bjorken de $\nu\ W_2(Q^2, \nu)$

Les relations (II-17) nous permettent d'établir la relation de Callan-Gross (Réf. II-2) entre les fonctions de structure

$$F_2(X) = 2 X F_1(X) \qquad \text{(II-18)}$$

Résultats expérimentaux

A ce point, nous pouvons comparer quelques prédictions du modèle des partons avec les résultats expérimentaux.

Nous cherchons tout d'abord à déterminer le spin des partons. On introduit généralement les sections efficaces d'absorbtion du photon virtuel correspondant à une polarisation transverse et longitudinale :

$$\begin{cases} \sigma_T = \dfrac{4\pi^2\alpha}{\nu + \dfrac{q^2}{2M}} W_1 \\ \sigma_L = \dfrac{4\pi^2\alpha}{\nu + \dfrac{q^2}{2M}} \left[W_2 (1 - \dfrac{\nu^2}{q^2}) - W_1 \right] \end{cases}$$

Si les partons sont de spin 1/2, nous avons pour les conditions limites de Bjorken :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{2MX}{\nu} \longrightarrow 0$$

Cette prédiction est bien vérifiée comme l'indique la figure (II-8), alors que des partons scalaires donneraient $\sigma_L / \sigma_T \to \infty$ à la limite de Bjorken.

Les mesures de $M W_1$ et νW_2 sont portées sur la figure (II-9) : Nous voyons que l'invariance d'échelle est relativement bien vérifiée pour des Q^2 de quelques GeV^2. Nous pouvons finalement tester la relation de Callan-Gross, comme l'indique la figure (II-10).

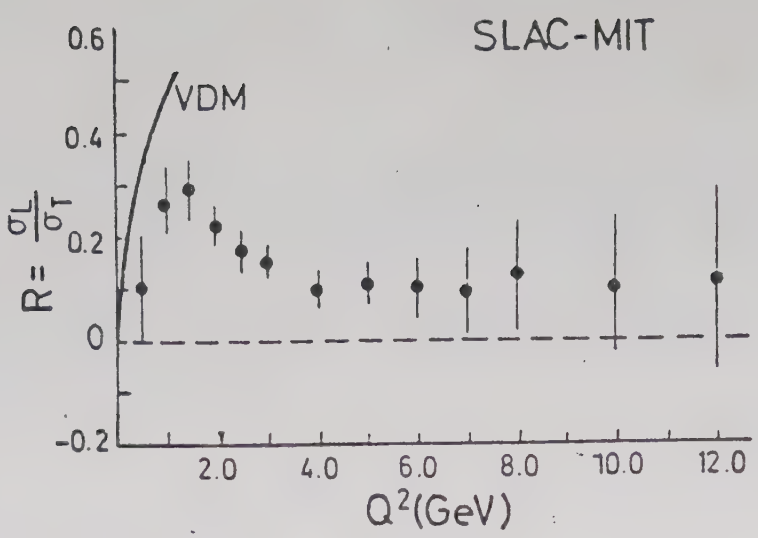


Figure II-8 : Détermination expérimentale de $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$

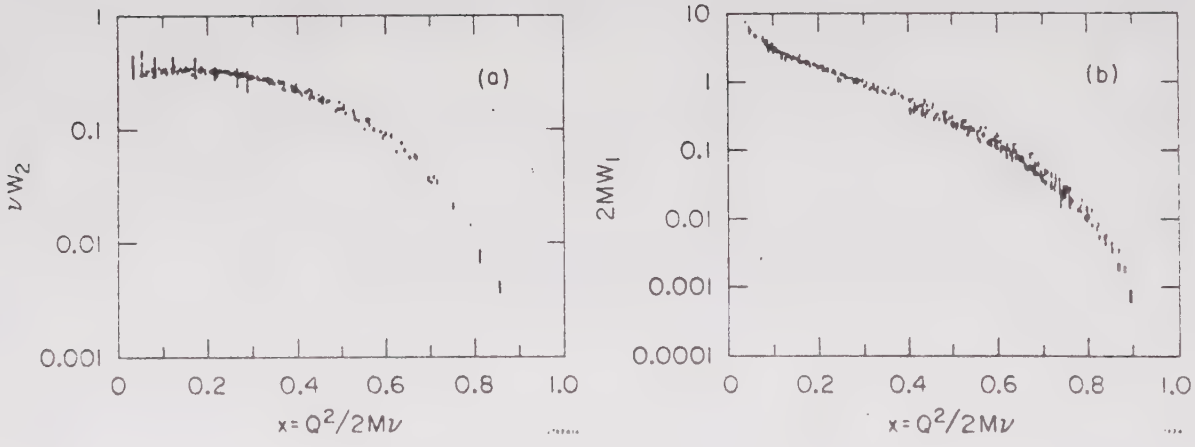


Figure II-9 : Détermination expérimentale de νW_2 et $M W_1$

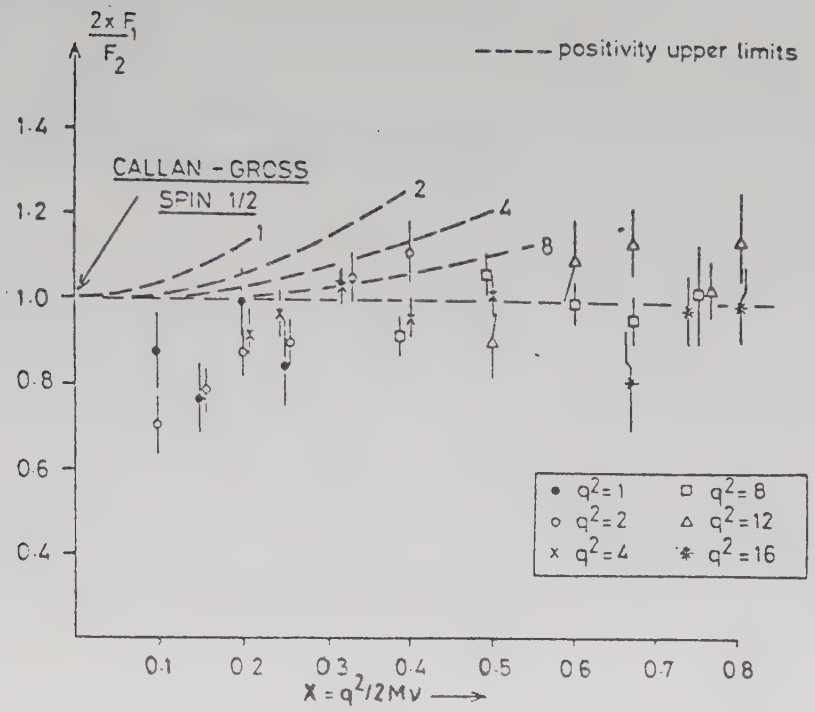


Figure II-10 : Test de la relation de Callan-Gross.

2) LES QUARKS COMME PARTONS

Nous verrons qu'il est possible d'associer aux partons les mêmes nombres quantiques (spin, charge, isospin, hypercharge) que ceux des quarks de Gell-Mann et Ne'eman.

Si nous restons au-dessous du seuil de charme, il n'y a que 3 types de quark, nous dirons 3 odeurs, qui peuvent absorber le photon virtuel échangé. Ce sont u, d et λ, qui forment un triplet de SU(3). Nous noterons $u^p(X)\,dX$ le nombre de quarks u contenus dans un proton, et qui transportent une fraction de l'impulsion comprise entre X et X + dX. Nous avons alors 6 fonctions pour décrire la distribution des partons dans le proton, respectivement $u^p(X)$, $d^p(X)$, $\lambda^p(X)$, $\bar{u}^p(X)$, $\bar{d}^p(X)$ et $\bar{\lambda}^p(X)$. Nous distinguons les quarks de valence et les quarks de la mer. Par définition, la distribution des quarks de valence est $q_v(X) = q(X) - \bar{q}(X)$. Les nombres quantiques du proton permettent d'établir les règles de somme :

$$\text{(II-19)} \qquad \begin{cases} \int u_v^p(X)\,dX = 2 \\ \int d_v^p(X)\,dX = 1 \end{cases}$$

Le neutron s'obtient à partir du proton par une rotation de spin isotopique qui échange u et d. Nous obtiendrons ainsi pour les distributions des quarks contenus dans un neutron :

$$u^n(X) = d^p(X) \quad ; \quad \bar{u}^n(X) = \bar{d}^p(X)$$
$$d^n(X) = u^p(X) \quad ; \quad \bar{d}^n(X) = \bar{u}^p(X)$$
$$\lambda^n(X) = \lambda^p(X) \quad ; \quad \bar{\lambda}^n(X) = \bar{\lambda}^p(X)$$

D'après les relations(II-17), la diffusion inélastique électron-proton permet de mesurer la somme des distributions de tous les quarks pondérés par le carré de leurs charges.

$$F_2^p(X) = X\left[\frac{4}{9}(u^p(X) + \bar{u}^p(X)) + \frac{1}{9}(d^p(X) + \bar{d}^p(X)) + \frac{1}{9}(\lambda^p(X) + \bar{\lambda}^p(X))\right]$$

(II-20)
$$F_2^n(X) = X\left[\frac{4}{9}(u^n(X) + \bar{u}^n(X)) + \frac{1}{9}(d^n(X) + \bar{d}^n(X)) + \frac{1}{9}(\lambda^n(X) + \bar{\lambda}^n(X))\right]$$
$$= X\left[\frac{4}{9}(d^p(X) + \bar{d}^p(X)) + \frac{1}{9}(u^p(X) + \bar{u}^p(X)) + \frac{1}{9}(\lambda^p(X) + \bar{\lambda}^p(X))\right]$$

Résultats expérimentaux

Nous aimerions maintenant étayer de résultats expérimentaux l'assimilation des quarks aux partons. Les expressions(II-20) des fonctions de structure du proton et du neutron nous permettent de tirer quelques conséquences de la mesure du rapport $F_2^n(X)/F_2^p(X)$ portée sur la figure(II-11) :

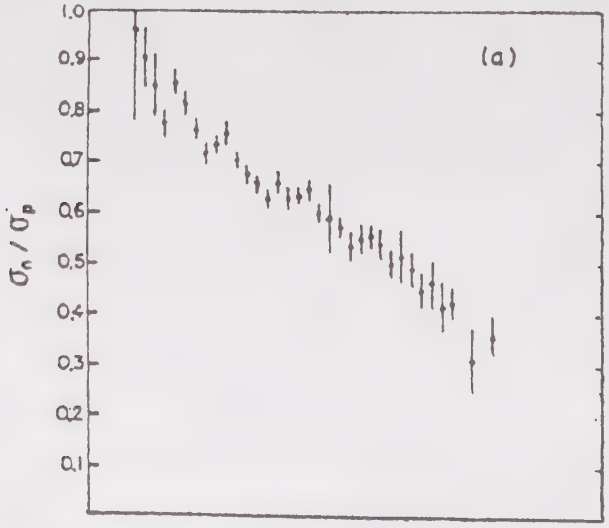


Figure II-11 : Rapport $F_2^n(x) / F_2^p(x)$ en fonction de X

(Réf II-3)

* Nous remarquons que ce rapport est bien compris entre 4 et 1/4 comme le prédit la diffusion sur des quarks.

* Si, comme semble l'indiquer la figure(II-11), le rapport F_2^n/F_2^p tend vers 1/4 lorsque X tend vers 1, cela implique à la fois que $d^p(X)$ décroît plus rapidement que $u^p(X)$ et que la mer ne contribue pas à grand X.

* Par contre, lorsque X tend vers zéro, c'est la mer qui domine car $F_2(X)$ reste fini (voir Figure II-9) et les règles de somme sur la valence(II-19) doivent être vérifiées. Comme le rapport F_2^n/F_2^p tend vers 1, nous avons la relation suivante aux faibles X :

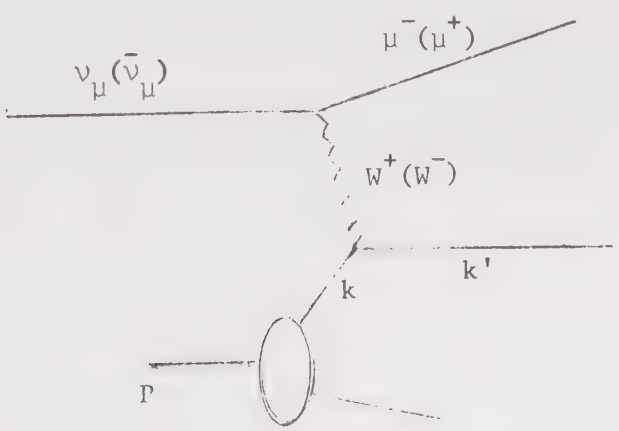
$$u^p(X) = \bar{u}^p(X) = d^p(X) = \bar{d}^p(X).$$

Nous voyons donc que l'assimilation des quarks aux partons est très encourageante. Malheureusement, la diffusion d'électrons (ou de muons) ne permet de discerner que suivant le carré des charges des quarks, et nous aimerions posséder une sonde plus sélective, permettant en particulier de séparer les contributions des quarks et des anti-quarks.

3) *EXTENSION AUX NEUTRINOS*

Nous décrirons rapidement les propriétés de la diffusion de neutrinos, qui permet également de sonder la structure hadronique.

Nous nous intéressons maintenant aux réactions d'échange d'un boson intermédiaire chargé, décrites par la figure(II-12) :



FigureII-12 : Réaction courant chargé

La forme générale de la section efficace d'un tel processus est :

$$(II\text{-}21)\quad \frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{d\nu\, dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{E'}{E}\left[2\,\mathrm{Sin}^2\frac{\Theta}{2}\,W_1(\nu,Q^2) + \mathrm{Cos}^2\frac{\Theta}{2}\,W_2(\nu,Q^2) \underset{(+)}{(-)} \frac{E+E'}{M}\,\mathrm{Sin}^2\frac{\Theta}{2}\,W_3(\nu,Q\right.$$

Nous voyons apparaître dans cette expression un 3ème terme, W_3, qui viole la parité. nous avons alors 3 fonctions de structure :

$$\begin{cases} F_1(X) = \text{limite de Bjorken de } M\,W_1(Q^2,\nu) \\ F_2(X) = \quad " \qquad\quad " \quad \text{de } \nu\,W_2(Q^2,\nu) \\ F_3(X) = \quad " \qquad\quad " \quad \text{de } \nu\,W_3(Q^2,\nu) \end{cases}$$

Si la diffusion se fait sur des partons libres de spin 1/2, nous retrouvons l'invariance d'échelle ainsi que la relation de Callan-Gross. Exprimée en variables sans dimension (X,Y), la section efficace de diffusion de neutrinos devient :

$$(II\text{-}22)\quad \frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dX\,dY} = \frac{G_F^2}{\pi}\,EM\left[Y^2\,x\;F_1(X) + (1-Y)\,F_2(X) \underset{(-)}{(+)} (Y-Y^2/2)\;X\;F_3(X)\right]$$

$$= \frac{G_F^2}{\pi}\,EM\left[(1-Y+Y^2/2)\,F_2(X) \underset{(-)}{+} (Y-Y^2/2)\;X\;F_3(X)\right]$$

Considérons maintenant le cas où les partons sont des quarks. Comme l'indique la figure (II-12), le quark sur lequel se fait la diffusion voit sa charge se modifier lors de l'interaction : Un W^+ par exemple ne pourra être absorbé que par un quark d ou un anti-quark $\bar{u}$. Si nous nous limitons aux 2 "saveurs" u et d, les sections efficaces neutrinos-protons s'écrivent :

$$(II\text{-}23)\quad \begin{cases} \dfrac{d^2\sigma^{\nu p}}{dX\,dY} = \dfrac{G_F^2}{\pi}\,EM\,.\,2\,X\left[d^p(X) + (1-Y)^2\,\bar{u}^p(X)\right] \\ \dfrac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{dX\,dY} = \dfrac{G_F^2}{\pi}\,EM\,.\,2\,X\left[(1-Y)^2\,u^p(X) + \bar{d}^p(X)\right] \end{cases}$$

On dit qu'une cible est isoscalaire lorsqu'elle contient autant de protons que de neutrons : Nous avons alors $u^I(X) = d^I(X)$ et $\bar{u}^I(X) = \bar{d}^I(X)$, et les combinaisons des sections efficaces neutrinos et anti-neutrinos deviennent

$$\frac{d^2\sigma^{\nu I}}{dX\,dY} + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} I}}{dX\,dY} = \frac{G_F^2}{\pi} EM \,.\, 2X(1-Y+Y^2/2)\left[u^I(X) + d^I(X) + \bar{u}^I(X) + \bar{d}^I(X)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\nu I}}{dX\,dY} - \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} I}}{dX\,dY} = \frac{G_F^2}{\pi} EM \,.\, 2X(Y-Y^2/2)\left[u^I(X) + d^I(X) - \bar{u}^I(X) - \bar{d}^I(X)\right]$$

En identifiant avec l'expression(II-22) de la section efficace, nous obtenons l'interprétation suivante des fonctions de structure :

$$(II\text{-}24) \quad \begin{cases} F_2^I(X) = X\left[u(X) + d(X) + \bar{u}(X) + \bar{d}(X)\right] \\ XF_3^I(X) = X\left[u(X) + d(X) - \bar{u}(X) - \bar{d}(X)\right] = X\left[u_v(X) + d_v(X)\right] \end{cases}$$

La présence dans la mer de quark λ,C etc.. ne modifie que très peu les formules(II-24). Nous avons toujours sur une cible isoscalaire :

$$(II\text{-}25) \quad \begin{cases} F_2^I(X) = q(X) + \bar{q}(X) \\ x\,F_3^I(X) = q(X) - \bar{q}(X) \end{cases}$$

avec $q(X) = X\left[u(X) + d(X) + \lambda(X) + C(X) + \ldots\right]$

$\bar{q}(X) = X\left[\bar{u}(X) + \bar{d}(X) + \bar{\lambda}(X) + \bar{C}(X) + \ldots\right]$

Résultats expérimentaux

Nous nous limitons ici aux premiers résultats expérimentaux qui permettent de vérifier le modèle des partons et l'assimilation des quarks aux partons. La présentation des fonctions de structure mesurées nécessite une étude plus approfondie, et nous la réservons pour la fin de ce chapitre.

Le premier point à vérifier est que la diffusion de neutrinos et la diffusion de leptons chargés conduisent aux mêmes distributions de partons : Les fonctions de structure $F_2^{\nu I}$ et F_2^{eI} doivent être proportionnelles lorsque la cible est isoscalaire, ce qui est bien vérifié comme l'indique la figure(II-13).

Nous pouvons également tester le nombre de quarks de valence présents dans un nucléon en intégrant $F_3(X)$: D'après les formules(II-25), nous devrions vérifier la règle de somme de Gross-Llewelyn Smith (Réf.II-4)

$\int F_3^I(X) = 3$ lorsque la cible est isoscalaire. Avec la chambre à bulles Gargamelle (Réf.II-5), sur du fréon, on obtient :

$$\int F_3(X)\, dX = 3.0 \pm 0.6$$

lorsque l'énergie des neutrinos incidents dépasse 2 GeV. En tenant compte de l'excès de neutrons dans le fréon (A/2Z = 1.08), cette intégrale devrait être égale à 2.94, en parfait accord avec l'expérience.

L'intégrale de $F_2(X)$ correspond à l'impulsion totale transportée par les partons. On obtient, toujours avec Gargamelle (Réf.II-5) :

$$\int F_2(X)\, dX = 0.52 \pm 0.03$$

ce qui indique que la moitié de l'impulsion est prise par quelque chose qui n'est ni couplé au photon, ni couplé aux bosons intermédiaires.

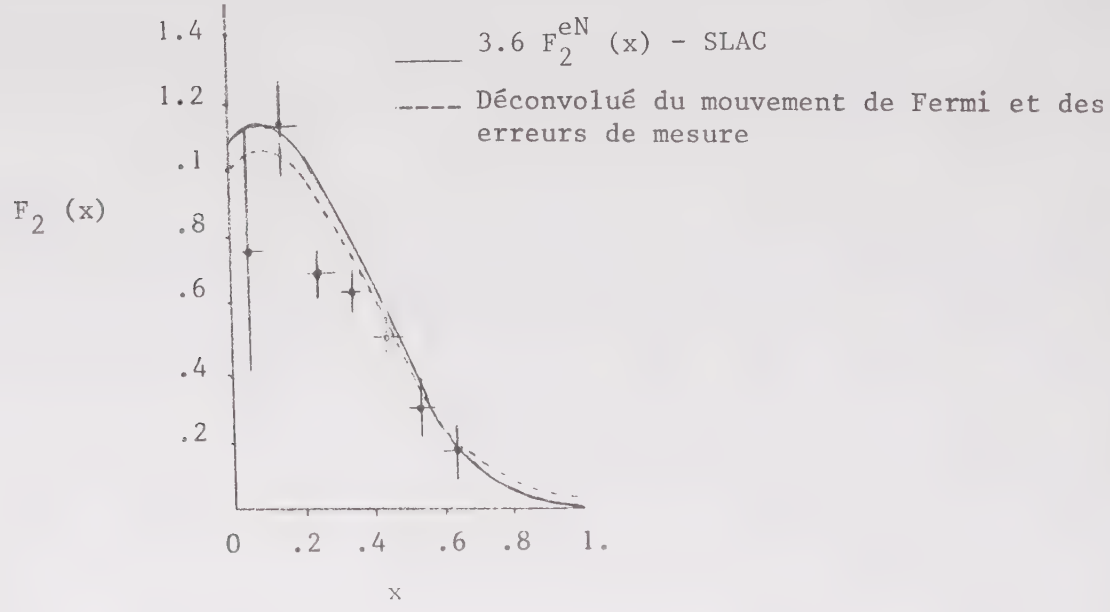


Figure II-13. Comparaison F_2^{eN} et $F_2^{\nu N}$

Le trait plein correspond à une paramétrisation des résultats de SLAC. Le coefficient 3.6 est l'inverse de la moyenne des carrés des charges des quarks.
Les points expérimentaux proviennent de Gargamelle (Réf.II-5)

C - STRUCTURE DES NUCLEONS

Je tenterais de donner une description aussi complète que possible du nucléon. Mais il faut surtout éviter ici une présentation systématique de la bonne vingtaine d'expériences qui se sont consacrées à la mesure des fonctions de structure des nucléons. En effet, il en résulterait une abonimable confusion, bien que le nombre d'incohérences reste très limité (une seule véritable catastrophe !) : Soucieuses de se compléter, les expériences successives ont diversifié les cibles et les domaines cinématiques couverts; elles se sont de plus surpassées d'imagination pour paramétriser leurs résultats, ce qui complique singulièrement les comparaisons.

Après une brève revue historique des expériences de diffusion inélastique de leptons, je me contenterais de comparer les plus récentes d'entre elles : malgré quelques déboires, nous parviendrons à trouver un accord satisfaisant dans le domaine cinématique qui nous intéresse. Ainsi, je pourrais me limiter à la présentation des résultats de la collaboration CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay (Réf.II-6). Pour terminer, j'indiquerais comment déduire des mesures expérimentales disponibles les distributions de chacun des quarks qui constituent le nucléon.

1) *CHRONOLOGIE DE L'EXPLORATION DU NUCLEON*

Le flot des résultats obtenus peut s'organiser chronologiquement en quatre grandes vagues qui se succèdent régulièrement à quelques 3 ou 4 années d'intervalle :

* C'est à Stanford que les choses commencent, aux alentours de 1970. Des électrons de 22 GeV/c sont disponibles et des expériences (SLAC Réf. II-7 et MIT-SLAC Réf. II-8) découvrent la structure des nucléons: Elles entreprennent ce qu'on peut appeler un travail de pionnier.

* La 2ème vague de résultats commence à déferler en 1974, avec l'utilisation de faisceau de neutrinos. La chambre à liquide lourd Gargamelle est particulièrement bien adaptée à cette physique et fournit les premières distributions de la valence et de la mer du nucléon (Réf. II-5). C'est également les débuts du laboratoire Fermi, où s'installent les premiers détecteurs électroniques d'événements neutrinos (H.P.W.F. Réf. II-9)

et (Caltech-Fermilab Réf. II-10). La technique est prometteuse mais semble alors assez mal dominée. Des muons de haute énergie (E_μ = 147 GeV pour la collaboration CHIO, Réf. I-11) permettent d'étendre le domaine exploré jusqu'à des Q^2 de 50 GeV^2. On observe ainsi des violations de l'invariance d'échelle.

* Les résultats obtenus au CERN avec le faisceau neutrinos du SPS apparaissent en 1978. Du côté chambre à bulles, on trouve BEBC (Réf. II-12) et de nouveau Gargamelle, après son déménagement dans la zone Ouest (Réf. II-B). Mais le haut de la vague est tenu par un cuirassé de 1200 tonnes, le détecteur construit par la collaboration C.D.H.S. : fini de louvoyer, l'appareillage est de grande acceptance et peut accumuler des statistiques considérables avec une bonne précision de mesure. Au Fermilab, les appareillages grossissent avec les collaborations, ainsi C.F. devient C.F.R.R. (Réf. II-14) lorsque la masse du détecteur passe de 170 à 690 tonnes; la croissance est moins spectaculaire pour H.P.W.F., qui ne gagne que 56 tonnes de fer en devenant H.P.W.F.O.R. (Réf. II-15).

* En 1981, seules des expériences très spécialisées peuvent prétendre apporter de nouveaux résultats. C'est ainsi que les expériences de diffusion de muons sont conçues pour étudier le système hadronique associé (E.M.C., Réf. II-16) ou bien pour tester avec beaucoup de précision, au prix d'une acceptance limitée, l'invariance d'échelle (B.C.D.M.S., Réf. II-17). Il paraît donc maintenant très improbable que la détermination expérimentale des fonctions de structure subisse de profondes modifications.

Seules les expériences de diffusion de neutrinos peuvent nous fournir les contributions de la valence et de la mer du nucléon. Le tableau (II-1) résume les statistiques accumulées par les plus importantes d'entre elles : Nous y retrouvons bien la tendance déjà mentionnée, selon laquelle une expérience récente, CHARM qui est optimisée pour l'étude des courants neutres (Réf. II-18), renonce à rivaliser avec ses prédécesseurs sur le front de la statistique.

Collaboration		BEBC WA 47 + GGM (PS)	GGM(SPS)	CDHS	HPWFOR	CFRR	CHARM
Statistique en courants chargés	ν	3 100	3 000	65 000	22 000	58 000	6 300
	$\bar{\nu}$	1 100	3 800	23 000	7 400	17 000	4 300

Tableau II-1 : Statistiques accumulées en diffusion de neutrinos

Les fonctions de structure $F_2(X)$ et $X F_3(X)$ s'obtiennent à partir des mesures expérimentales par la formule(II-22) : Nous voyons ainsi que ce sont la somme et la différence des sections efficaces de neutrinos et d'anti-neutrinos qui interviennent, combinaisons dans lesquelles les normalisations de ces sections efficaces jouent un rôle primordial. Il est donc indispensable de commencer par comparer les sections efficaces totales obtenues dans chacun des détecteurs, mesures très délicates car il est toujours difficile de bien connaître le flux d'un faisceau de neutrinos. Comme ces sections efficaces sont proportionnelles à l'énergie incidente, ce sont directement les rapports $\sigma^{(-)}_{\nu} / E^{(-)}_{\nu}$ que nous trouvons dans le tableau(II-2) :

Collaboration	GGM(SPS)	CDHS	HPWFOR	CFRR	CHARM
σ^{ν}/E_{ν} x 10^{38} (cm^{-2}/GeV)	0.62 ± 0.08	0.62 ± 0.03	0.63 ± 0.02	0.719±0.006±0.036	0.604±0.009±0.011
$\sigma_{\bar{\nu}}/E_{\bar{\nu}}$ x 10^{38} (cm^{-2}/GeV)	0.29 ± 0.04	0.30 ± 0.02	0.30 ± 0.01	0.371±0.004±0.019	0.301±0.008±0.016
E_{ν} et $E_{\bar{\nu}}$(GeV)	15 - 150	30 - 190	20 - 200	40 - 200	20 - 200
Faisceaux	Large bande	Bande étroite	2 modes: QT et BTSS	Bande étroite	Bande étroite

Tableau II-2 : Sections efficaces "Courants chargés"

La section efficace mesurée par CFRR se détache très nettement du peloton, ce qui pose un sérieux problème : Les spécialistes en la matière restent très perplexes, et nous ne nous hasarderons à aucune hypothèse.

Si la nature est en train de nous jouer un tour, dans le style des "Oscillations neutrinos", il serait intéressant de revenir momentanément à la détermination des fonctions de structure par diffusion de letpons chargés. C'est ainsi que j'ai réuni dans le tableau(II-3) les résultats obtenus, dans un domaine limité en Q^2, par les expériences les plus récentes :

Collaboration		C.D.H.S.		H.P.W.F.O.R.		E.M.C.	B.C.D.M.S.
Q^2	X	F_2	X F_3	F_2	X F_3	$\frac{18}{5} \cdot F_2$	$\frac{18}{5} \cdot F_2$
10	0.05-0.1	1.42±.09±.03	0.58±.13	1.35±.07	0.73±.09	1.885±.014±.032	
20	0.1 -0.2	1.10±.03±.03	0.84±.07	1.23±.05	0.99±.06	1.173±.025±.032	
"	0.2-0.3	0.83±.04±.03	0.73±.06	0.90±.04	0.80±.06	0.864±.014±.007	
"	0.3-0.4	0.54±.04±.03	0.58±.07	0.56±.03	0.59±.05	0.592±.014±.002	0.569±.018±.047
"	0.4-0.5	0.34±.03±.03	0.26±.09	0.40±.02	0.40±.06	0.378±.011±.0	0.326±.011±.018
"	0.5-0.6	0.23±.03±.03	0.28±.08	0.24±.02	0.24±.04	0.216±.011±.0	0.190±.007±.011

Tableau II-3 : Mesures expérimentales de F_2 et X F_3

Quelques remarques s'imposent à la lecture de ce tableau :

- Nous n'avons pas les résultats de la collaboration C.F.R.R., car la situation déjà mentionnée de la section efficace totale retarde la publication de leurs mesures. Néanmoins, une comparaison de leur détermination de $F_2(X)$ avec celles de C.D.H.S., pour $4 < Q^2 < 8$ GeV^2, montre un désaccord significatif pour $X < 0.3$ (Réf. II- 19).

- Les résultats de C.D.H.S. proviennent de la référence(II-6), dans laquelle on trouve un tableau de mesures en fonction de X et Q^2 : Si les intervalles en X correspondent à ceux du tableau (II-3), les valeurs de Q^2 sont assez disparates (les intervalles sont réguliers en E_h, on a $Q^2 = 2M \times E_h$), et les chiffres

indiqués correspondent à une interpolation linéaire entre les valeurs les plus proches de Q^2 affiché. Pour $F_2(X)$, la première erreur est statistique, la seconde est systématique.

- Le traitement que je viens de décrire s'applique également aux résultats de H.F.W.F.O.R. (Réf. II-15). Les erreurs sont uniquement statistiques, et il faut y ajouter "12-15%" de systématique.

- Les résultats de l'E.M.C. (Réf.II-16) sont donnés pour les valeurs indiquées de Q^2, et au centre des intervalles choisis pour X. Deux hypothèses pour $R = \sigma_L/\sigma_T$ sont envisagées : R = 0.0 et R = 0.2. Les chiffres indiqués sur le tableau(II-3) correspondent aux moyennes des résultats obtenus avec ces deux valeurs de R; la première erreur correspond à ce qui est publié, combinaison des erreurs statistiques et systématiques expérimentales; la deuxième erreur correspond à l'excursion maximale lorsque R varie de 0.0 à 0.2, et devient négligeable pour $X \geq 0.3$. Il faut également se souvenir que les fonctions de structure déterminées par la diffusion de leptons chargés contiennent la charge des partons (formule II-20) : Le facteur $\frac{18}{5}$ est ici l'inverse de la moyenne des carrés des charges des quarks.

- Les résultats de B.C.D.M.S. proviennent de la référence(II- 17), après une extrapolation linéaire à $Q^2 = 20$ GeV^2 de leurs mesures à 27.5 et 32.5 GeV^2. On suppose ici R = 0.0, ce qui n'a pas beaucoup d'importance pour ces grandes valeurs de X. La première erreur est statistique et la seconde systématique.

Résumé

La conclusion de cette étude comparative est le constat d'un accord très satisfaisant entre les déterminations des fonctions de structure du nucléon, pour $Q^2 = 20$ GeV^2 (le passage à $Q^2 = 10$ GeV^2 aux petits X est motivé par l'acceptance expérimentale) : Nous pouvons alors nous contenter de la détermination des fonctions de structure présentée par la collaboration C.D.H.S., qui offre les statistiques les plus intéressantes.

2) RESULTATS DE LA COLLABORATION C.D.H.S.

Nous verrons successivement le domaine cinématique couvert, la détermination des fonctions de structure et leur paramétrisation.

L'acceptance de l'appareillage utilisé par CDHS est porté, dans le plan (ν, Q^2), sur la figure(II-14). Nous trouvons également sur cette figure l'acceptance d'une des premières expériences de diffusion inélastique d'électrons, à SLAC, et celles des expériences les plus récentes de diffusion de muons au CERN. Nous voyons ainsi que le domaine cinématique couvert par CDHS comprend pratiquement tout ce qui a pu être exploré jusqu'à ce jour. Ce n'est que pour les très grandes valeurs de X qu'il sera intéressant de se reporter aux mesures de la diffusion d'électrons. Comme je l'ai déjà mentionné en commentant la figure(II-11), les partons de la mer ne peuplent pas cette région, et $F_2^{eN}(X)$ décrit la distribution de la valence.

Les déterminations expérimentales des fonctions de structure $F_2(X)$ et $XF_3(X)$ sont portées sur les figures(II-15a,b). Ces résultats sont obtenus sur du fer, et sont corrigés du léger excès de neutrons sur les protons (Fe : A = 56 , Z = 26). La règle de somme de Gross-Llewelyn-Smith est bien vérifiée comme l'indique la figure(II-16), ce qui constitue un excellent test de la normalisation des fonctions de structure.

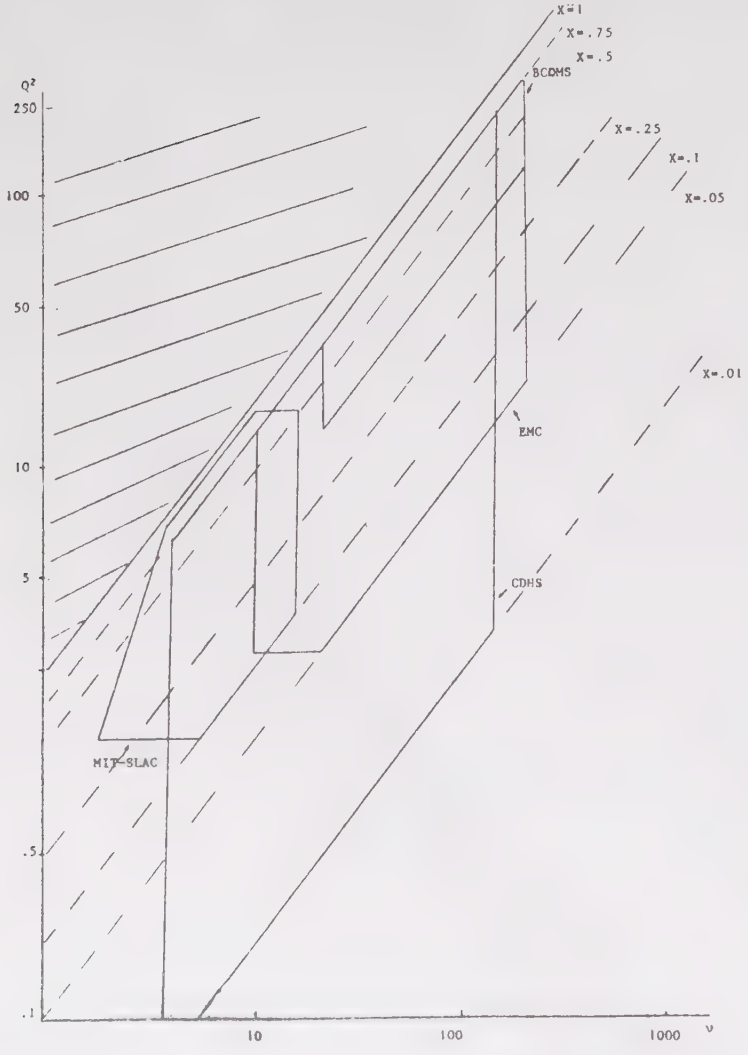
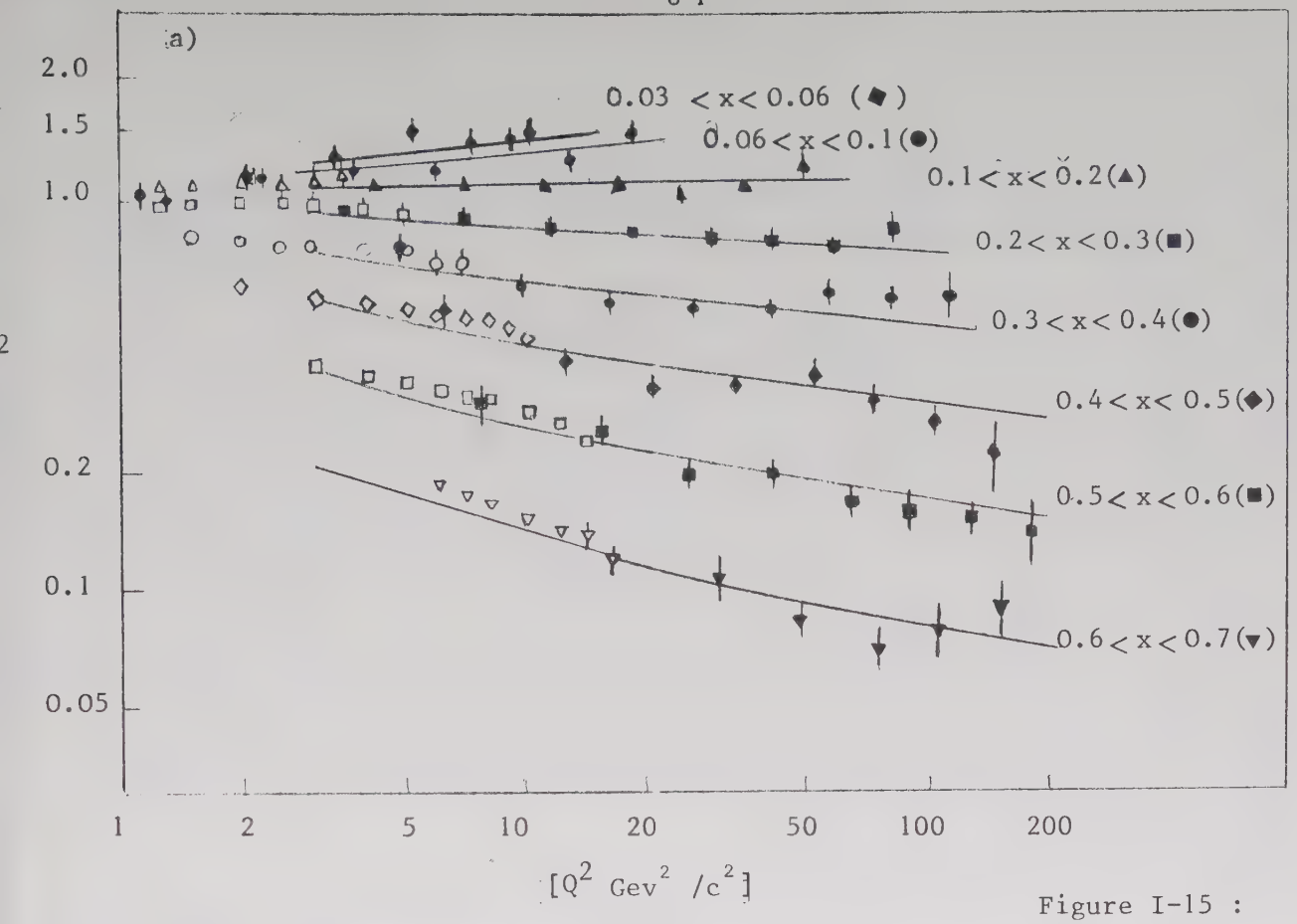


Figure II-14

Domaine du plan(ν, Q^2) exploré



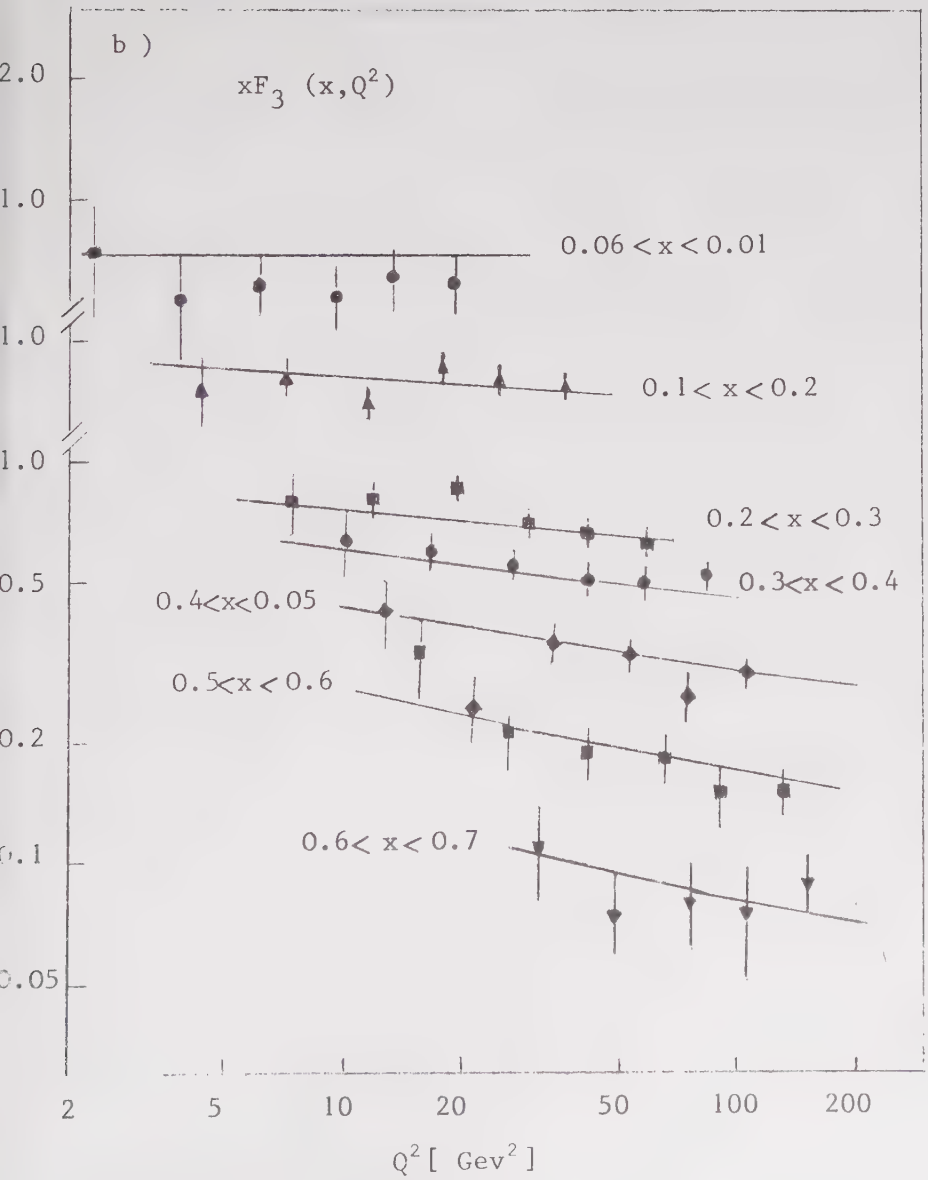


Figure I-15 :

Fonctions de structure déterminées par C.D.H.S

a) F_2 (x, Q^2)

points noirs diffusion ν N
points blancs " " e^-N
(MIT-SLAC, ref I- 8)

b) xF_3 (x,Q^2)

les courbes correspondent à la paramétrisation décrite dans le texte (formules I-26,27)

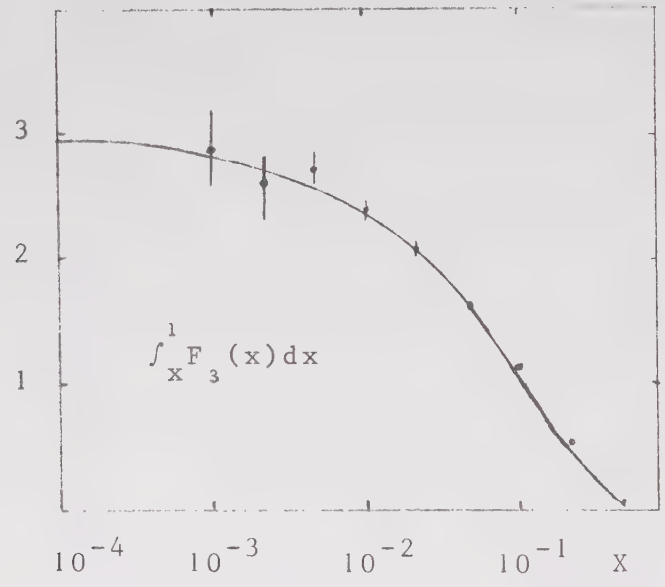
Les courbes superposées aux figures(II-15 a, b) correspondent aux paramétrisations suivantes :

$$(II\text{-}26) \qquad X\,F_3(X,Q^2) = \frac{3}{\beta(\eta_1,\eta_2+1)}\; X^{\eta_1(\bar{s})}\,(1-X)^{\eta_2(\bar{s})} \qquad (*)$$

$$(II\text{-}27) \qquad F_2(X,Q^2) = X\,F_3(X,Q^2) + A(\bar{s})\,(1-X)^{P(\bar{s})}$$

$$\text{avec} \quad \bar{s} = \text{Log}\,\frac{\text{Log}\; Q^2/\Lambda 2}{\text{Log}\; Q^2/\Lambda^2}$$

Cette paramétrisation est proposée par A.J.Buras et K.J.F. Gaemers (Réf.II-20) pour tenir compte d'aspects particuliers de la dynamique des partons : Oublions cette signification théorique, et il nous reste une excellente représentation des résultats.



Figure(II-16) : Test de la relation de Gross-Llewelyn Smith

La courbe correspond à 3 quarks de valence et a la forme analytique $\sqrt{X}(1-X)^{3.5}$ pour $X\,F_3(X)$

(*) Formulaire : La fonction $\beta(U,V)$ est définie par

$$\beta(U,V) = \int_0^1 X^{U-1}\,(1-X)^{V-1}\,dX$$

on introduit la fonction $\Gamma(w) = \int_0^\infty e^{-X}\,X^{w-1}\,dX$:

$$\beta(U,V) = \frac{\Gamma(U)\,\Gamma(V)}{\Gamma(U+V)}$$

Une propriété utile de cette fonction est : $\Gamma(w+1) = w\,\Gamma(w)$

En ajustant la formule(II-26) aux mesures de X F_3 et de F_2 pour X > 0.4, on obtient les valeurs des coefficients portées sur le tableau (II-5)

$\eta_1(\bar{s})$	$(0.51 \pm 0.02) - 0.83 \cdot \bar{s} \cdot \frac{4}{25}$
$\eta_2(\bar{s})$	$(3.03 \pm 0.09) + 5 \cdot \bar{s} \cdot \frac{4}{25}$
Q_o^2	20 GeV^2
Λ	0.55 ± 0.15 (± 0.1 Systématique) GeV

TableauII.5 : Coefficients de la formule(II-26)

La formulation de $F_2(X,Q^2)$ est moins directe. On désigne par $S(X,Q^2)$ la distribution des partons de la mer

(II-28) $$X\, S(X,Q^2) = A(\bar{s})\ (1-X)^{P(\bar{s})}$$

Nous introduisons les moments définis par :

(II-29) $$M_f(n,Q^2) = \int_o^1 X^{n-1}\ f(X,\ Q^2)\ dX$$

Nous nous apercevons alors que $S(X,Q^2)$ est parfaitement déterminé par $M_s(2,Q^2)$ et $M_s(3,Q^2)$

(II-30) $$\begin{cases} A(\bar{s}) = \dfrac{M_s(2,Q^2)}{M_s(3,Q^2)}\ (M_s(2,Q^2) - M_s(3,Q^2)) \\ P(\bar{s}) = \dfrac{M_s(2,Q^2)}{M_s(3,Q^2)} - 2 \end{cases}$$

Ces moments et leurs évolutions en fonction de Q^2 sont représentés sur la figure(II-17).

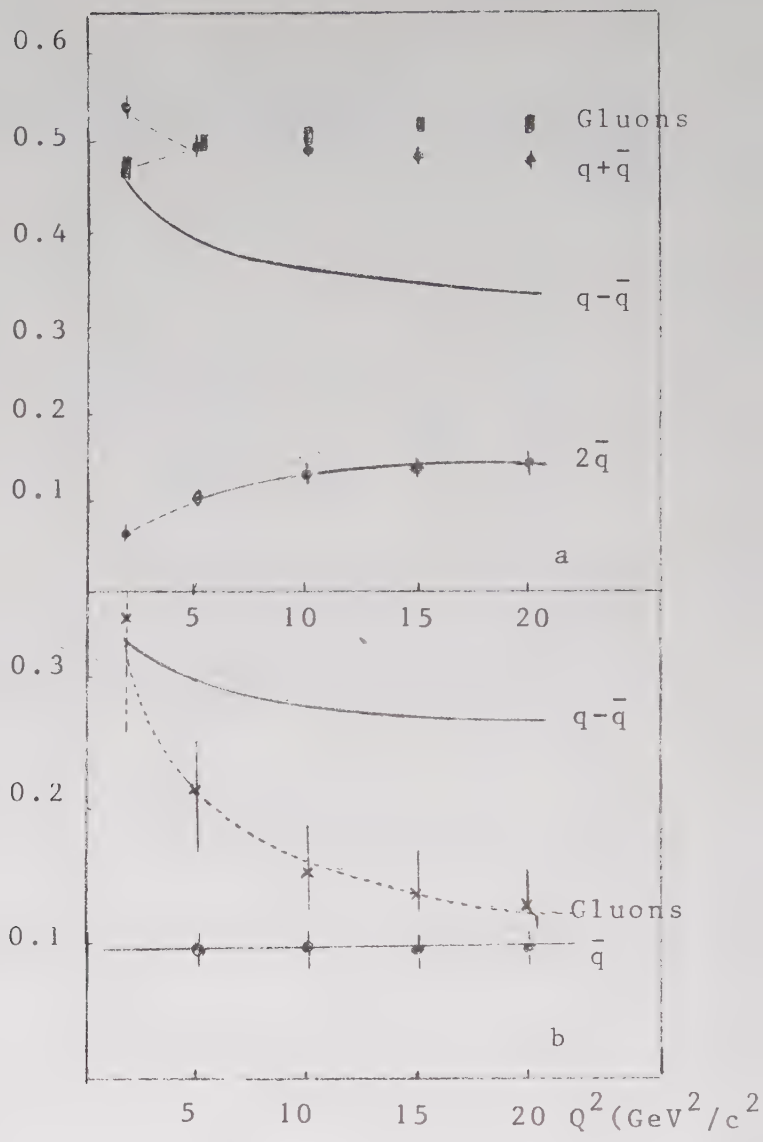
Figure II-17

Moments d'ordre 2 et 3 des distributions de partons mesurées par C.D.H.S

- II-17-a représente $M(2,Q^2)$
  C'est également la fraction d'impulsion transportée par les différentes combinaisons de partons.

- II-17-b représente $M(3,Q^2)$

Les courbes représentent la description par Buras et Gaemers (Réf :II-20) de l'évolution de ces moments en fonction de Q^2.



L'étude d'événements neutrinos avec production de deux muons de signe opposé permet de compléter notre information sur la mer étrange. Ces événements correspondent à la désintégration de particules charmées, dont la production est très sensible à la composante étrange du nucléon (Réf. II-21). La collaboration C.D.H.S. mesure ainsi une mer dans laquelle la composante étrange ne représente que le quart de la composante non étrange :

$$\bar{\lambda}(X) = \frac{\bar{u}(X) + \bar{d}(X)}{4} \qquad \text{(II-31)}$$

et nous avons ainsi tous les ingrédients pour décrire les distributions des quarks de la mer du nucléon.

Ma conclusion sera d'insister sur le caractère descriptif de cette présentation de la détermination expérimentale des fonctions de structure : Ces résultats, et notamment ceux portés sur le tableau(II-5) correspondent à une "recette" proposée par A.J. Buras et K.J.F. Gaemers pour décrire les fonctions de structure et leurs évolutions suivant Q^2. Il existe d'autres recettes, auxquelles correspondent d'autres jeux de paramètres. On peut ainsi aboutir à différentes déterminations de Λ, suivant les procédures utilisées pour analyser les mêmes mesures. Nous ne devons retenir des formules(II-26, 27) qu'une paramétrisation des fonctions de structure mesurées : Malgré une interprétation théorique qui peut prêter à confusion, les coefficients du tableau(II-5) permettent de décrire la distribution de la valence du nucléon avec une bonne précision.

3 - *DISTRIBUTION DES QUARKS DANS LE NUCLEON*

Fonctions de structure et distributions de partons sont reliées par les formules (II-25) : Puisque nous disposons maintenant d'expressions analytiques pour les fonctions de structure, notre problème se résume à inverser les formules pré-citées.

Commençons par les distributions des quarks de valence. En nous inspirant de l'expression(II-26) nous utiliserons la paramétrisation suivante :

$$X\, q_V(X,Q^2) = \frac{N_{q_V}}{\beta(\alpha,\beta+1)}\, X^{\alpha_q(\bar{s})}\,(1-X)^{\beta_q(\bar{s})} \qquad \text{(II-32)}$$

où N_{q_V} est le nombre de quarks de valence de type q dans le proton.

Nous avons alors les expressions des moments :

$$\text{(II-33)} \quad \begin{cases} M_{q_V}(2,Q^2) = N_{q_V}\, \dfrac{\alpha_q(\bar{s})}{d_q(\bar{s}) + \beta_q(\bar{s}) + 1} \\[2ex] M_{q_V}(3,Q^2) = N_{q_V}\, \dfrac{\alpha_q(\bar{s})\,.\,[\alpha_q(\bar{s}) + 1]}{[\alpha_q(\bar{s}) + \beta_q(\bar{s}) + 1]\,.\,[\alpha_q(\bar{s}) + \beta_q(\bar{s}) + 2]} \end{cases}$$

Réciproquement, les moments $M_{q_V}(2,Q^2)$ et $M_{q_V}(3,Q^2)$ permettent de calculer $\alpha_q(\bar{s})$ et $\beta_q(\bar{s})$:

$$(II\text{-}34)\quad \begin{cases} \alpha(\bar{s}) = \dfrac{\left[M_{q_v}(2,Q^2)\right]^2 - M_{q_v}(2,Q^2)\, M_{q_v}(3,Q^2)}{N_{q_v} M_{q_v}(3,Q^2) - \left[M_{q_v}(2,Q^2)\right]^2} \\ \beta(\bar{s}) = \dfrac{N_{q_v} M_{q_v}(2,Q^2) + M_{q_v}(2,Q^2) M_{q_v}(3,Q^2) - 2N_{q_v} M_{q_v}(3,Q^2)}{N_{q_v} M_{q_v}(3,Q^2) - \left[M_{q_v}(2,Q^2)\right]^2} \end{cases}$$

Nous obtiendrons donc les distributions de valence des quarks U et d en résolvant les équations entre moments :

$$(II\text{-}35)\quad M_{u_V}(n,Q^2) + M_{d_V}(n,Q^2) = M_{F_3}(n,Q^2)$$

pour n : 2,3.

Ce système d'équations est indéterminé si nous n'introduisons pas d'hypothèse sur le rapport $d_V(X,Q^2)/u_V(X,Q^2)$. C'est ici que les résultats de la diffusion d'électron sur proton et neutron nous sont très précieux. Nous avons déjà vu que ce rapport semble tendre vers zéro lorsque X tend vers 1. R.D. Field et R.P. Feynmann proposent (Réf.II-22) :

$$(II\text{-}36)\quad \frac{d_V(X,Q^2)}{u_V(X,Q^2)} = 1 - X$$

Ce qui est en bon accord avec les mesures expérimentales comme l'indique la figure(II-18)

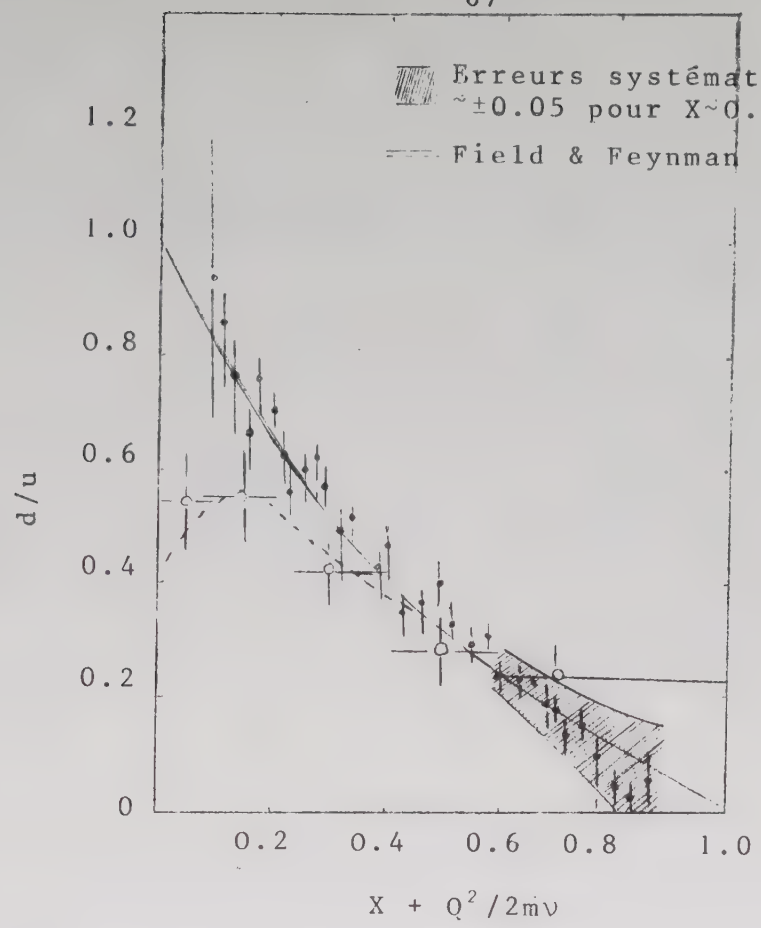


Figure II-18: Détermination expérimentale du rapport $d/_u$ dans le proton.

: Diffusion d'électron sur proton et neutron.

: Diffusion de neutrino et d'anti-neutrino sur proton.

(Ref: II-23)

Nous écrirons donc :

$$\alpha_d(\bar{s}) = \alpha_u(\bar{s}) \quad , \quad \beta_d(\bar{s}) = \beta_u(\bar{s}) + 1$$

et le système d'équations(II-35) devient :

$$\frac{2\,\alpha_u(\bar{s})}{\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+1} + \frac{\alpha_u(\bar{s})}{\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+2} = \frac{3\,\eta_1(\bar{s})}{\eta_1(\bar{s})+\eta_2(\bar{s})+1}$$

$$\frac{2\,\alpha_u(\bar{s})\,.\left[\alpha_u(\bar{s})+1\right]}{\left[\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+1\right]\left[\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+2\right]} + \frac{\alpha_u(\bar{s})\,.\left[\alpha_u(\bar{s})+1\right]}{\left[\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+2\right].\left[\alpha_u(\bar{s})+\beta_u(\bar{s})+3\right]} = \frac{3\,\eta_1(\bar{s})\,.\left[\eta_1(\bar{s})+1\right]}{\left[\eta_1(\bar{s})+\eta_2(\bar{s})+1\right].\left[\eta_2(\bar{s})+\eta_2(\bar{s})\right.}$$

Pour $Q^2 = 20\ GeV^2$, c'est-à-dire $\eta_1 = 0.51$ et $\eta_2 = 3.03$, la solution du système(II-37) est

$$\alpha_u(20\ GeV^2) = 0.52 \ ; \quad \beta_u(20\ GeV^2) = 2.79$$

Mathématiquement, l'égalité des moments d'ordre 2 et 3 ne nous assure nullement l'équivalente stricte entre XF_3 et notre formulation de $X(u_v + d_v)$: Cette équivalence est en fait réalisée avec une très grande précision, comme l'indiquent les rapports des moments d'ordre supérieur que nous trouvons sur le tableau(II-6) :

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$\frac{M_u(n,20) + M_d(n,20)}{M_{F_3}(n,20)}$	1.00 imposé par la méthode			1.00	1.01	1.02	1.02	1.03	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08	1.08	1.09

Tableau(II-6) : Test de l'équivalence entre XF_3 et notre paramétrisation de $X(u_v + d_v)$

Il ne nous reste plus qu'à décrire l'évolution suivant Q^2 des distributions des quarks de valence : En toute rigueur, nous devrions résoudre le système(II-37) pour chaque valeur de Q^2. Une bonne approximation, dans le domaine cinématique mesuré, consiste à linéariser par rapport à $\bar{s}$ les exposants α_u et β_u. Pour $Q^2 = 100\ GeV^2$ ($\bar{s} = 0.325$), nous obtenons

$$\alpha_u(100\ GeV^2) = 0.47 \quad ; \quad \beta_u(100\ GeV^2) = 3.05$$

dont nous déduisons immédiatement les formules

$$\begin{cases} \alpha_u(\bar{s}) = 0.52 - 0.14 \, . \, \bar{s} \\ \beta_u(\bar{s}) = 2.79 + 0.79 \, . \, \bar{s} \end{cases}$$

Cherchons maintenent une représentation de la mer du nucléon. Pour $Q^2 = 20\ GeV^2$, nous obtenons de la figure(II-17) les valeurs suivantes des moments

$$M_s(2,\ 20\ GeV^2) = 0.15$$

$$\frac{M_s(3,\ 20\ GeV^2)}{M_s(2,\ 20\ GeV^2)} = 0.10$$

La distribution de la mer s'obtient en appliquant les formules (II-30) :

$$X.S(X,\ 20\ GeV^2) = 1.35\ .(1-X)^8$$

La contribution des quarks étranges est décrite par la formule (II-31); nous avons d'autre part l'égalité entre $\bar{u}(x)$ et $\bar{d}(x)$ lorsque X tend vers zéro (commentaire de la figure II-11) : En attendant des informations plus précises, nous prendrons une mer symétrique en quarks de type u et d, et dont 20% sera constitué de quarks étranges.

Nous ne chercherons pas à décrire l'évolution de la mer au delà de $Q^2 = 20\ GeV^2$: La région des faibles X, où la mer est concentrée ($X \leq 0.3$) est alors mal mesurée, comme l'indiquent les figures(II-15 a,b).

Rappel des principaux résultats

Résumons l'essentiel de cette détermination expérimentale de la structure du nucléon. Les distributions des quarks de valence sont mesurées pour des Q^2 compris entre 5 et 200 GeV^2; ces distributions se paramétrisent avec une bonne précision de la façon suivante :

$$X.u_v^p(X,Q^2) = \frac{2}{\beta(\alpha_u, \beta_u+1)} X^{\alpha_u(\bar{s})}.(1-X)^{\beta_u(\bar{s})}$$

$$X.d_v^p(X,Q^2) = \frac{1}{\beta(\alpha_d, \beta_d+1)} X^{\alpha_d(\bar{s})}.(1-X)^{\beta_d(\bar{s})}$$

avec

$$\alpha_u(\bar{s}) = \alpha_d(\bar{s}) = 0.52 - 0.14 \cdot \bar{s}$$
$$\beta_u(\bar{s}) = \beta_d(\bar{s}) - 1 = 2.79 + 0.79 \cdot \bar{s}$$

où

$$\bar{s} = \text{Log} \frac{\text{Log } Q^2/\Lambda^2}{\text{Log } Q_o^2/\Lambda^2} \quad ; \quad \Lambda = 0.55 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad Q_o^2 = 20 \text{ GeV}^2$$

Notre connaissance de la mer du nucléon est moins précise. Nous pouvons utiliser, pour $Q^2 = 20$ GeV^2, les distributions suivantes d'antiquarks :

$$X.\bar{q}\ (X,\ 20 \text{ GeV}^2) = A_{\bar{q}} \cdot (1-X)^8$$

avec

$$A_{\bar{u}} = A_{\bar{d}} = 2\ A_{\bar{\lambda}} = 0.27$$

Nous remarquons alors que les quarks ne transportent que la moitié de l'impulsion totale du nucléon.

CONCLUSION DE LA DIFFUSION INELASTIQUE DE LEPTONS

Ce premier chapitre n'est qu'un long prologue dans lequel nous avons fait le point de notre connaissance des hadrons.

Nous sommes donc finalement arrivé, par la diffusion inélastique de leptons, à "casser" les nucléons. La structure ainsi observée est bien représentée par le modèle des partons : Les résultats expérimentaux nous incitent à considérer un hadron comme une collection de fermions de charges fractionnaires, que nous appelons quarks. Nous connaissons de manière précise les distributions de ces quarks dans le nucléon; nous savons également qu'une fraction importante de ce nucléon n'est pas sensible à l'interaction électromagnétique ou faible : Il y a là une place toute chaude pour les vecteurs du champ d'interaction forte, les gluons.

L'introduction et la mise en évidence de quarks nous permettent de réaliser de sérieuses économies de particules élémentaires ! Quelques questions incidieuses viennent pourtant troubler la sérénité que nous offre une image aussi attrayante des hadrons :

- La structure des hadrons est-elle universelle ? nous devons retrouver, lors de diverses réactions entre hadron, les distributions de partons mesurées par la diffusion inélastique de leptons.

- Quelle est la structure des mésons ? Ces hadrons sont relativement simples, puisqu'ils sont constitués d'un quark et d'un antiquark. Ils sont malheureusement instables et ne peuvent pas être étudiés par les méthodes que nous venons de décrire.

- Quel est le comportement dynamique des partons ? C'est un problème délicat car nous n'avons encore jamais observé de quark à l'état libre : Nous devons donc, à la fois expliquer le confinement des quarks et leur apparente liberté à l'intérieur des hadrons.

CHAPITRE III

PRODUCTION DE PAIRES DE MUONS

INTRODUCTION

La présentation de résultats scientifiques, théoriques ou expérimentaux fausse toujours l'idée que peut se faire le lecteur de l'évolution et du travail accompli : Tout semble facile, s'enchaîne avec un bon sens bienveillant et jamais n'apparaît de raisonnement inutile. C'est ainsi car l'auteur sait parfaitement, et d'avance où il veut en venir. Mais notre recherche quotidienne est en fait tout le contraire, avec ses imprévus, ses balbutiements, et l'intuition y détient un rôle prépondérant. Cette réalité souvent effacée est assez cocasse dans le cas de l'étude des dimuons, et je profite de l'introduction pour la rappeler brièvement.

Les premières expériences sur la production hadronique de muons étaient motivées par la recherche de nouvelles particules lourdes : La présence de paires de muons constituait alors un bruit de fond génant l'observation d'une éventuelle désintégration leptonique de boson intermédiaire. Les résultats récoltés dans ce contexte jusqu'en 1970 permettaient de tracer le spectre de masse de la figure (III-1,a) : On assistait ainsi à une production de dimuons abondante et continue sur tout le domaine cinématique, qui s'accompagnait d'une non moins abondante prolifération de modèles théoriques.

L'un d'entre eux, le mécanisme proposé par S.D. Drell et T.M. Yan (Réf. III-1), permettait de comprendre l'aspect continu de cette production, sans toutefois rendre compte de la forme étrange observée entre 3 et 4 GeV.

La découverte de J-Psi (Réf. III-2) constitue le véritable tournant de l'étude des dimuons : Les mesures expérimentales devenaient parfaitement limpides, et le spectre de la figure (III-1,a) réfletait la production de cette nouvelle résonance élargie par la résolution expérimentale et superposée au "continuum" de Drell-Yan. La production hadronique de dimuons n'était donc plus un mauvais bruit de fond, mais l'objet de délicates attentions : La figure (III-1,b) témoigne bien des progrès accomplis dans ce domaine de recherche en moins de dix années.

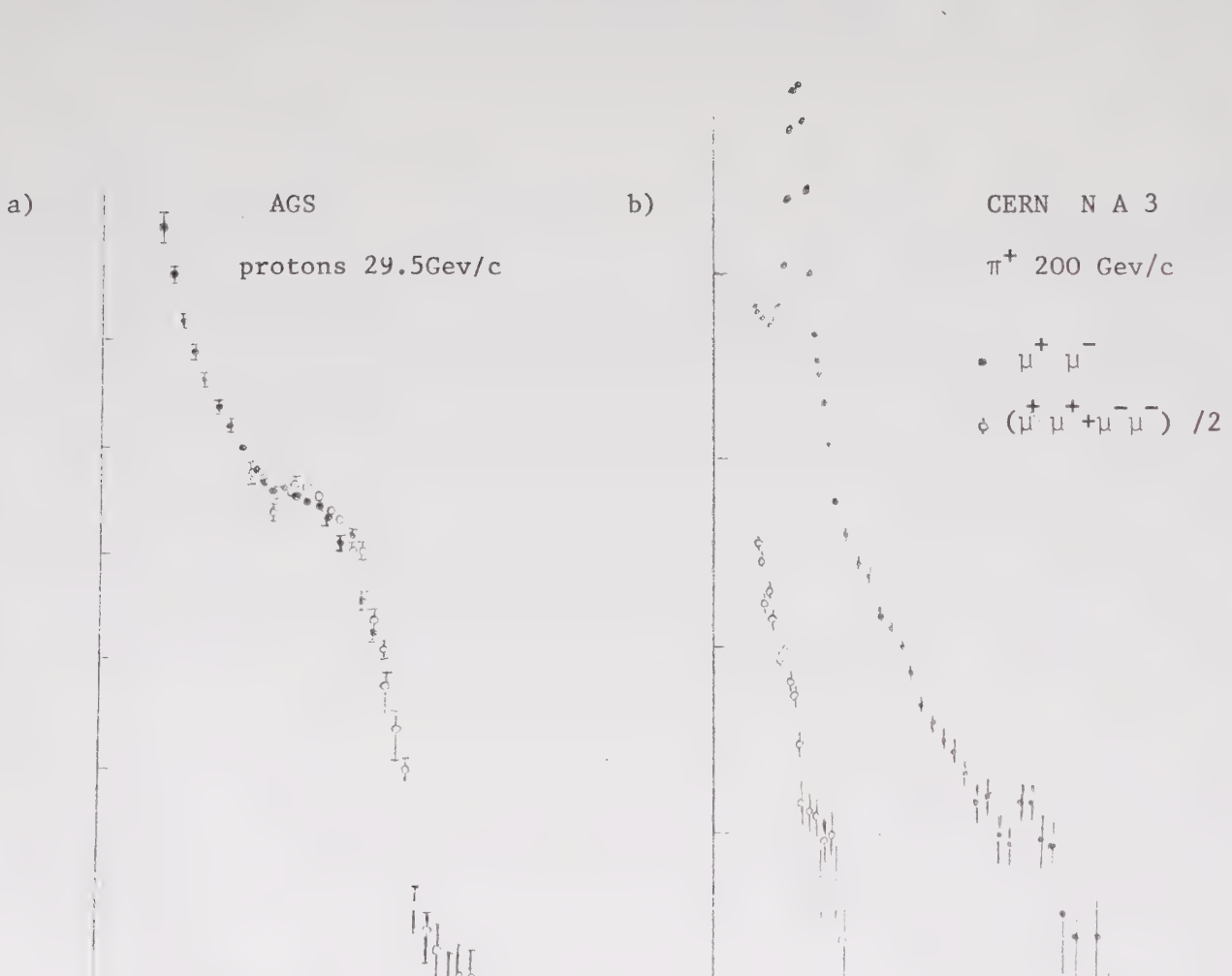


Figure III-1 : Spectres de production de dimuons.

a : Production par des protons de 29.5Gev/c(Présenté à Kiev en 19

b : Production par des pions de 200 Gev/c (Présenté à Geneve en 19

Je décrirai maintenant le modèle de production hadronique de dimuons proposé par S.D. Drell et T.M. YAN; la confrontation de ce modèle avec nos résultats expérimentaux viendra par la suite.

A - LE MODELE DE DRELL-YAN

Le modèle de Drell-Yan est à la fois simple et prédictif. C'est un modèle de rêve pour les expérimentateurs! Nous verrons le mécanisme de production de dimuons ainsi que le formalisme associé : Nous étudierons ensuite la section efficace de production de dimuons.

1) MECANISME ET FORMALISME DE LA PRODUCTION DE DIMUONS

Dans le cadre du modèle des partons, les réactions entre hadrons de hautes énergies proviennent d'interactions entre partons. Pour la production de dimuons, nous avons affaire, par l'intermédiaire d'un photon virtuel, à l'annihilation de deux partons. La cinématique de la réaction favorise la situation dans laquelle les partons sont issus de hadrons différents. La production de paires massives est décrite par la figure (III-2)

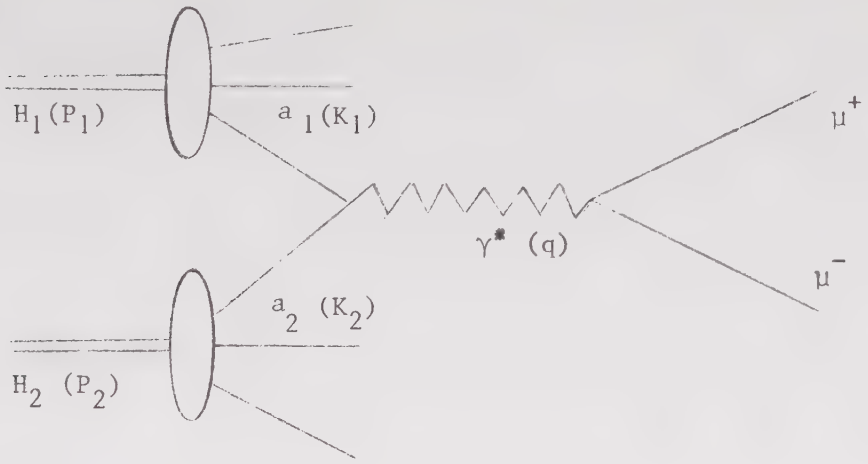


Figure III-2 : Mécanisme de Drell-Yan

Dans le modèle de Drell-Yan, l'impulsion transverse du photon virtuel correspond au moment intrinsèque des partons dans les hadrons. Cette

impulsion transverse doit donc être finie, faible et négligeable à la limite des grands Q^2 : Pour cette raison, le formalisme traditionnellement utilisé ne tient compte que du mouvement longitudinal des dimuons. On définit alors :

$$\text{(III-1)} \qquad \tau = M_{\mu\mu}^2 / S \quad ; \quad X = 2\, P_\ell^* / \sqrt{S}$$

où $M_{\mu\mu}$ est la masse invariante de la paire, P_ℓ^* son impulsion longitudinale dans le centre de masse de la réaction, et S l'énergie totale disponible dans ce centre de masse.

Lors de l'étude de la diffusion inélastique de leptons, nous avons introduit une mesure de la fraction d'impulsion transportée par un parton; par analogie, nous définissons conformément à la formule (I-14), les variables X_1 et X_2 :

$$\text{(III-2)} \qquad X_1 = \frac{k_1 \cdot q}{P_1 \cdot q} \quad ; \quad X_2 = \frac{k_2 \cdot q}{P_2 \cdot q}$$

On obtient aisément :

$$k_1 \cdot q = k_2 \cdot q = \frac{q^2}{2} = \frac{M_{\mu\mu}^2}{2}$$

Le produit P.q se calcule dans le centre de masse :

$$P_1 \cdot q = \frac{\sqrt{S}}{2}(E^* - P_\ell^*) \quad ; \quad P_2 \cdot q = \frac{\sqrt{S}}{2}(E^* + P_\ell^*)$$

On écrira donc pour (X_1, X_2) :

$$\text{(III-3)} \qquad \begin{cases} X_1 = \dfrac{M_{\mu\mu}^2}{\sqrt{S}} \dfrac{1}{E^* - P_\ell^*} \\ X_2 = \dfrac{M_{\mu\mu}^2}{\sqrt{S}} \dfrac{1}{E^* + P_\ell^*} \end{cases}$$

Lorsqu'on néglige l'impulsion transverse des dimuons, X_1 et X_2 vérifient le système d'équation

$$\text{(III-4)} \qquad \begin{cases} X_1 \cdot X_2 = \tau \\ X_1 - X_2 = X \end{cases}$$

Nous pouvons également introduire la rapidité, $Y = \frac{1}{2} \text{ Log } \frac{E+P_\ell}{E-P_\ell}$ du photon virtuel. On obtient :

$$\text{(III-5)} \qquad \begin{cases} X_1 = \sqrt{\tau} \; e^{Y^*} \\ X_2 = \sqrt{\tau} \; e^{-Y^*} \end{cases}$$

Ce résultat n'est valable que si le dimuon n'a pas de mouvement transverse par rapport à la ligne de vol des hadrons.

Présentés dans le plan(X_1,X_2), les dimuons de même masse se situent sur des hyperboles, et ceux de même rapidité s'alignent sur des droites issues de l'origine, comme le montre la figure (III-3):

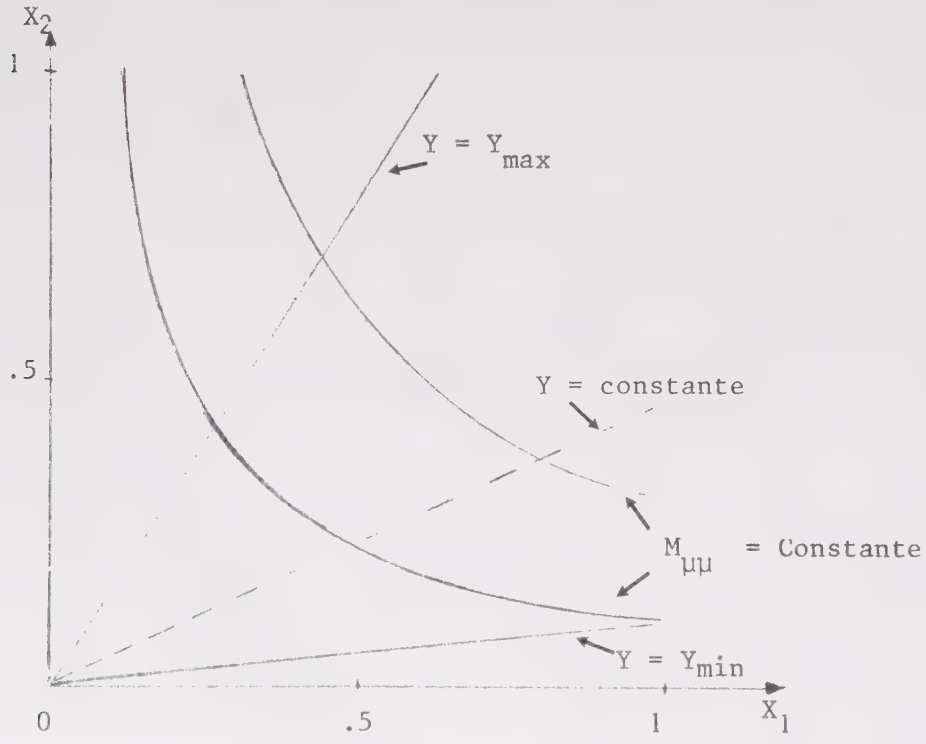


Figure III-3 : Cinématique et acceptance dans le plan (X_1,X_2)

$Y_{max(min)} = \frac{1}{2} \text{ Log } \frac{1 + \text{Cos } \theta \text{ max(min)}}{1 - \text{Cos } \theta \text{ max(min)}}$, θ max et θ min délimitent l'ouverture du spectromètre

Malheureusement, l'expérience vient quelque peu boulverser la simplicité de cette présentation. En effet, l'impulsion transverse mesurée est loin d'être négligeable, et le formalisme proposé peut sembler mal adapté. Un autre défaut de ce formalisme est le rôle privilégié qu'il confère au centre de masse de la réaction, alors que ce référentiel ne représente rien par rapport au mouvement des partons.

Une solution attrayante consiste à introduire les variables suivantes :

$$(III\text{-}6) \qquad X^+ = \frac{E_{\mu\mu} + P_{\ell\mu\mu}}{E_1 + E_2 + P_1 + P_2} \quad ; \quad X^- = \frac{E_{\mu\mu} - P_{\ell\mu\mu}}{E_1 + E_2 - (P_1 + P_2)}$$

où (E_i, P_i) est le quadrivecteur du hadron H_i.

X^+ et X^- sont invariants sous une transformation de Lorentz le long de la ligne de vol des hadrons; ces variables vérifient le système d'équations suivant :

$$(III\text{-}7) \qquad \begin{cases} X^+ \cdot X^- = \tau \left(1 + \dfrac{P_T^2}{M_{\mu\mu}^2}\right) \\ X^+ \cdot X^- = X \end{cases}$$

Nous calculons la différence avec les anciennes variables :

$$\Delta = X^+ - X_1 = X^- - X_2 \equiv \frac{X_1 X_2}{X_1 + X_2} \frac{P_T^2}{M_{\mu\mu}^2}.$$

Evaluons l'ordre de grandeur de cette différence :

$$\Delta_{max} = \frac{P_T^2}{2M_{\mu\mu}\sqrt{s}}$$

Avec une énergie incidente de 200 GeV, nous mesurons un P_T^2 moyen légèrement inférieur à 2 GeV^2, pour des événements du continuum compris entre le J-Psi et l'Upsilon. Nous avons donc un Δ_{max} de l'ordre de 0.01.

En ce qui concerne l'analyse présentée ici, nous n'atteindrons pas une telle précision. Nous nous en tiendrons donc au formalisme traditionnel dans lequel X_1 et X_2 sont définis à partir du système d'équations (III-4).

Néanmoins, pour une étude à très haute statistique, ou bien lorsqu'on se limite à de grandes valeurs de l'impulsion transverse, le choix du formalisme le mieux adapté reste une question ouverte.

2) SECTION EFFICACE DE DRELL-YAN

La section efficace de production de dimuon, obtenue par S.D. Drell et T.M. Yan, est de la forme :

$$(III\text{-}8)\quad \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}\,(H_1 + H_2 \to \mu^+\mu^- + X) = \sum_a [n_a^{H_1}(X_1)\, n_{\bar{a}}^{H_2}(X_2) + n_{\bar{a}}^{H_1}(X_1)\, n_a^{H_2}(X_2)] \cdot \hat{\sigma}\,(a + \bar{a} \to \mu^+\mu^-)$$

où la somme s'effectue sur toutes les "odeurs a" de quarks présents dans les hadrons initiaux; $n_a^{H_i}(X_i)$ $(n_{\bar{a}}^{H_i}(X_i))$ représente la distribution des quarks a(antiquark $\bar{a}$) à l'intérieur du hadron H_i.

Nous voyons ainsi, comme le laissait présager la figure (III-2). que le mécanisme de Drell-Yan se déroule en deux étapes : Il faut tout d'abord obtenir de chaque hadron les quarks et anti-quarks susceptibles de s'annihiler; nous avons ensuite un sous processus de production, puis de désintégration d'un photon virtuel en une paire de muons.

C'est la formulation de la première étape qui me semble être le morceau difficile à avaler. Nous voyons que la probabilité d'obtenir un couple parton-antiparton est simplement le produit des distributions de chacun de ces partons dans leurs hadrons respectifs. De plus, nous n'avons pas d'interférence entre les différents états initiaux. L'argument avancé pour de telles simplifications est le suivant: lorsque les masses produites sont grandes, l'interaction se produit très rapidement, ce qui interdit tout dialogue ou réarrangement entre les partons des hadrons initiaux. Disons simplement que cela fait aussi partie du modèle proposé.

Le sous processus est purement électromagnétique, donc parfaitement calculable en électro-dynamique quantique; L'annihilation de deux fermions est abondamment traitée dans la littérature (Réf.III-3) pour la réaction $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, et nous pouvons directement utiliser ces résultats en remplaçant les charges des électrons par celle des quarks. Nous nous limitons donc ici à un rapide survol du calcul de la section efficace du sous processus, et nous écrivons directement :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{\hat{S}} \alpha^2 e_a^2 \cdot \left(\frac{1}{q^2}\right)^2 L^{\rho\sigma}_{quark} L_{\rho\sigma}{}_{muon} \qquad \text{(III-9)}$$

Les ingrédients de cette expression sont :

- $\hat{S}$, carré de l'énergie totale du sous processus.
- e_a, charge du quark "a", exprimée en fonction de celle de l'électron.
- $\left(\frac{1}{q^2}\right)^2$ propagateur du photon virtuel.
- $L^{\rho\sigma}$, tenseur qui exprime le couplage lepton-photon.

L'expression (II-8) décrit toujours ces tenseurs $L^{\rho\sigma}$, mais un facteur 1/4 apparaît pour tenir compte de contraintes entre les spins de l'état initial et de l'état final :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \left(\frac{1}{M^2_{\mu\mu}}\right)^3 \alpha^2 e_a^2 \left(k_1^\rho k_2^\sigma + k_2^\rho k_1^\sigma - k_1 k_2 g^{\rho\sigma}\right) + \left(\mu^+_\rho \mu^-_\sigma + \mu^-_\rho \mu^+_\sigma - \mu^+ \mu^- g_{\rho\sigma}\right)$$

Ce qui devient :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = 2\left(\frac{1}{M^2_{\mu\mu}}\right)^3 \alpha^2 e_a^2 \left[(k_1 \cdot \mu^-)(k_2 \cdot \mu^+) + (k_1 \cdot \mu^+)(k_2 \cdot \mu^-)\right]$$

Notons Θ l'angle entre le parton 1 et le μ^-, mesuré dans le centre de masse du sous processus. Nous avons alors :

$$k_1 \cdot \mu^- = k_2 \cdot \mu^+ = \frac{M_{\mu\mu}^2}{4}(1 - \cos\Theta)$$

$$k_2 \cdot \mu^+ = k_1 \cdot \mu^- = \frac{M_{\mu\mu}^2}{4}(1 + \cos\Theta)$$

Ce qui conduit à la section efficace suivante pour le sous processus :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 e_a^2}{4 M_{\mu\mu}^2}(1 + \cos^2\Theta) \qquad \text{(III-10)}$$

Nous obtenons après intégration sur l'angle solide :

$$\hat{\sigma} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} e_a^2 \frac{1}{M_{\mu\mu}^2} \qquad \text{(III-11)}$$

Revenons à la section efficace de Drell-Yan. L'expression (III-8) devient maintenant :

$$\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{1}{X_1 X_2 S} \sum_a e_a^2 \left[n_a^{H_1}(X_1) n_{\bar{a}}^{H_2}(X_2) + n_{\bar{a}}^{H_1}(X_1)\, n_a^{H_2}(X_2) \right]$$

Par analogie avec la fonction de structure $F_2(X)$, introduite lors de la diffusion inélastique de lepton, nous notons :

$$f_a^H(X) = X\ n_a^H(X) \qquad \text{(III-12)}$$

Nous aboutissons finalement à la formule couramment employée :

$$\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{1}{S} \cdot \left(\frac{1}{X_1 X_2}\right)^2 \sum_a e_a^2 \left[f_a^{H_1}(X_1)\, f_{\bar{a}}^{H_2}(X_2) + f_{\bar{a}}^{H_1}(X_1)\, f_a^{H_2}(X_2) \right] \qquad \text{(III-13)}$$

B - EVIDENCE EXPERIMENTALE DU MODELE DE DRELL-YAN

Nous arrivons maintenant au moment fatidique où le modèle théorique se trouve confronté aux mesures expérimentales. Le mécanisme de Drell-Yan offre des prédictions très spécifiques en ce qui concerne les effets nucléaires, l'invariance d'échelle de la section efficace, le rapport des productions par des π^+ et des π^- incidents, la distribution angulaire de la paire produite : Le sujet de la thèse de mon collègue O. Callot (Réf. I-2) est précisément la vérification de chacun de ces points. Je me contenterai donc ici de rapporter directement les résultats que nous avons obtenus sur ces divers aspects de la production hadronique de dimuons.

1) *EFFETS NUCLEAIRES*

Nous utilisons simultanément une cible d'hydrogène et une cible de platine, ce qui nous place dans des conditions idéales pour mesurer les effets nucléaires suivant le numéro atomique A.
Pour la plupart des réactions hadroniques, la section efficace est proportionnelle à la surface apparente du noyau, et varie suivant une loi en $A^{2/3}$: Un nucléon libre serait ainsi une cible $A^{1/3}$ de fois plus efficace que le nucléon d'un noyau. Nous avons pour du platine :

$$A = 195 \quad \Rightarrow \quad A^{1/3} = 5.6$$

Ce que nous observons est tout à fait différent ! Considérons par exemple le rapport des sections efficaces par nucléon sur hydrogène et sur platine, obtenu pour des π^- incidents de 200 GeV/c

$$R = \frac{\sigma_{\text{par nucléon}}(\pi^- H_2 \to \mu^+\mu^-)}{\sigma_{\text{par nucléon}}(\pi^- P_t \to \mu^+\mu^-)} = 1.35 \pm .13$$

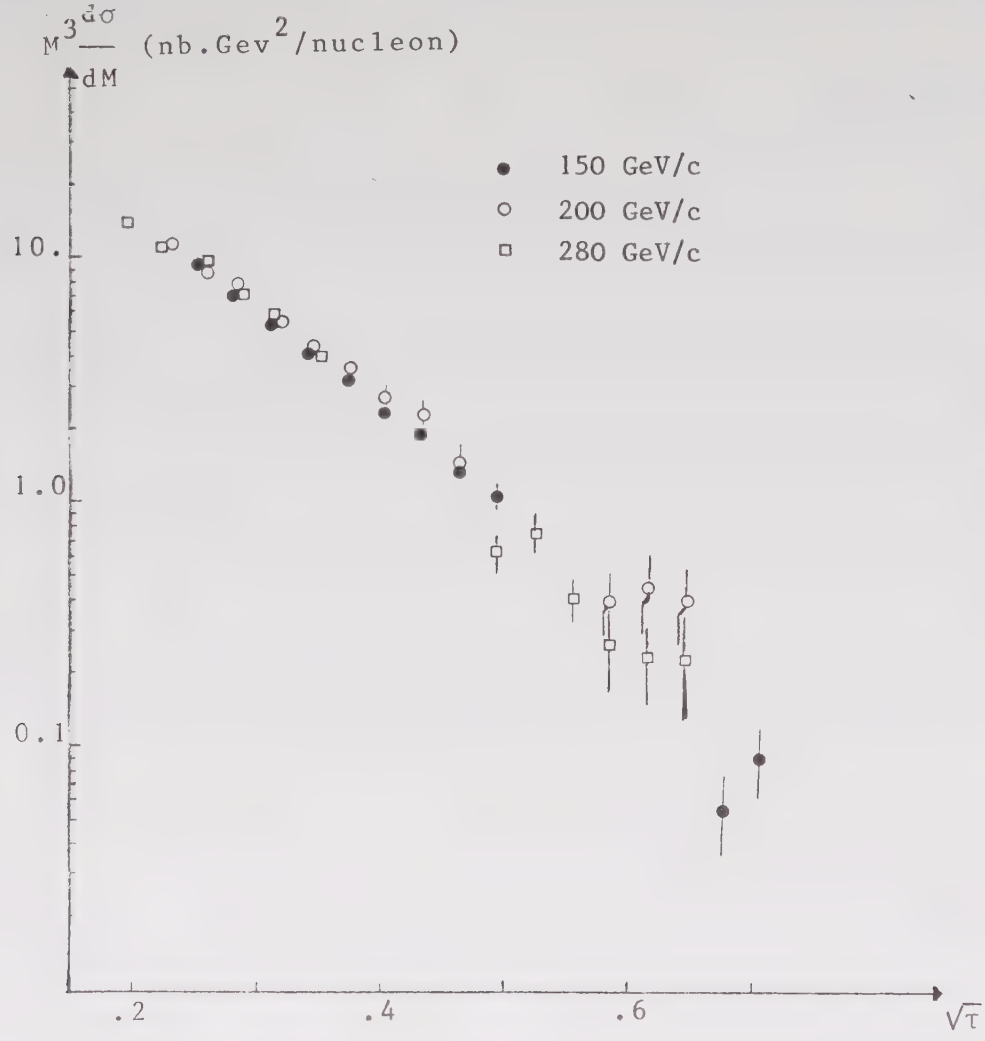
$$\text{pour } M_{\mu\mu} \in [4.1 \ , \ 8.5]$$

On démontre en fait, tant pour des pions (Réf. I-2) que pour des protons (Réf. III-4) incidents, que la section efficace varie linéairement avec A : On doit pour cela introduire des fonctions de structure, supposer que l'on a effectivement affaire au mécanisme de Drell-Yan et montrer que ces différentes

hypothèses sont cohérentes. Je n'entrerai pas ici dans cette discussion, mon intention étant simplement de montrer que la production de dimuons se distingue très nettement de l'ensemble des réactions hadroniques en ce qui concerne ces effets nucléaires.

2) *INVARIANCE D'ECHELLE*

Considérons la quantité $M^3 \frac{d\sigma}{dM}$: Comme l'indique la figure (III-4) cette quantité mesurée en π^- platine ne semble pas dépendre de l'énergie incidente entre 150 et 280 GeV/c.



Figure(III-4):Section efficace invariante $M^3 \frac{d\sigma}{dM}$

L'invariance d'échelle est également vérifiée sur un vaste domaine cinématique avec des protons incidents. Nous disposons alors de résultats sur cible fixe entre 200 et 400 geV/c (Réf. III-4) et de résultats obtenus aux I.S.R. pour $\sqrt{s} \in [32, 64\ \text{GeV}]$ (Réf. III-5)

Ces propriétés d'invariance d'échelle sont la signature d'une interaction entre constituants ponctuels dont on peut négliger les masses.

3) ASYMETRIE DE CHARGE

Un effet spectaculaire d'asymétrie de charge apparaît lorsqu'on considère le rapport des production de dimuons par des π^+ et des π^- incidents. La figure (III-5) indique clairement une transition entre la production de résonances (J/ψ, Υ) et la production de continuum.

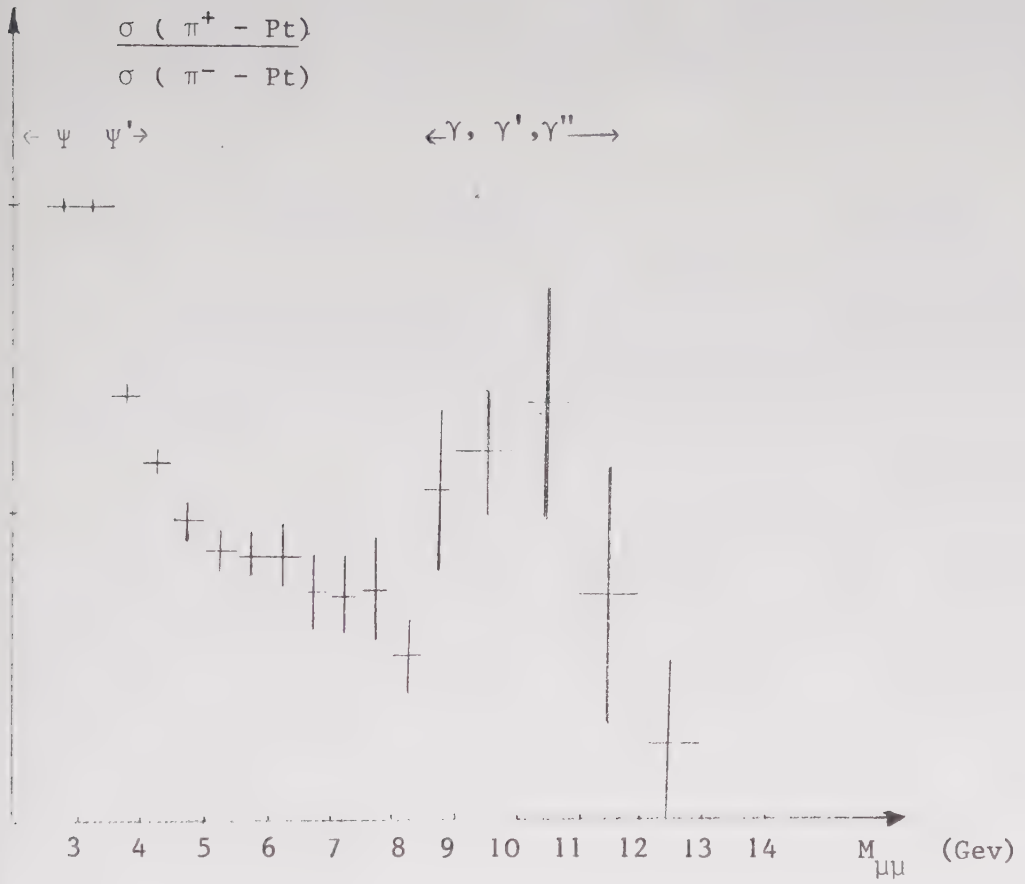


Figure III-5 : Rapport des sections efficaces $\pi^{\pm}$

Pour le modèle de Drell-Yan c'est essentiellement des quarks d ou des quarks u qui s'annihilent lorsqu'on a respectivement des π^+ ou des π^- incidents : On s'attend ainsi à obtenir

sur une cible isoscalaire, pour de grandes valeurs de $M_{\mu\mu}$, un rapport de production égal au rapport des carrés des charges des quarks d et u, soit 1/4.

Cette asymétrie de charge constitue une preuve indiscutable du caractère électromagnétique de la production de dimuons.

4) *DISTRIBUTION ANGULAIRE*

Les propriétés de spin et de polarisation de l'état intermédiaire se reflètent dans la distribution angulaire de la paire de muons. Le modèle de Drell-Yan conduit à la formule (III-10) qui correspond à une polarisation transverse du photon virtuel. Dans le répère propre du photon, l'angle Θ entre la ligne de vol des partons et l'axe des muons doit donc suivre une distribution de la forme

$$\frac{dN}{d\ \cos\ \Theta} = 1 + \lambda\ \cos\ \Theta, \text{ avec } \quad \lambda = 1$$

La distribution angulaire des dimuons produits à 150 GeV/c, mesurée dans le repère de Collin-Soper, est reportée sur la figure (III-6) :

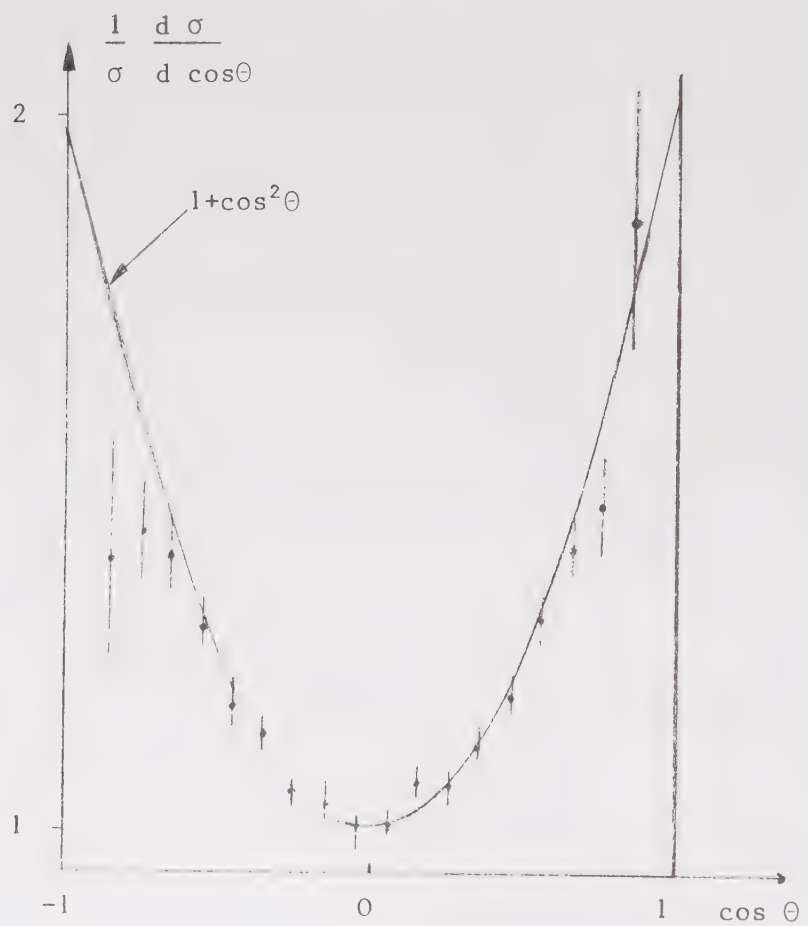


Figure III-6 : Distribution angulaire à 150Gev/c (référentiel de Collins-Soper)

Un résultat analogue est reporté en proton-proton (Réf. III-6) où l'on mesure :

$$\lambda = 1.15 \pm 0.34$$

On peut imaginer que des mécanismes parasites, tels que l'échange d'un pion entre les hadrons initiaux (O.P.E. - Réf. III-6) ou la participation de quarks "spectateurs" (Higher Twist - Réf. III-7), contribuent à la production du continuum. De tels mécanismes seraient responsables d'une polarisation longitudinale du photon virtuel : Une étude détaillée (Réf. III-8) de la matrice densitée suivant la masse, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale des dimuons rejette la présence d'une telle contamination dans le domaine cinématique que nous observons.

5) IMPULSION TRANSVERSE.

La distribution de l'impulsion transverse des dimuons produits par le mécanisme de Drell-Yan est relativement limitée : L'impulsion transverse du photon résulterait d'un moment intrinsèque des partons dans les hadrons initiaux, que l'on estime à 200-300 MeV/c.

Comme je l'ai déjà mentionné, nous mesurons au contraire une valeur moyenne de P_t^2 largement supérieure à 1 GeV/c^2. L'hypothèse d'un moment intrinsèque important ($\geq$ 800 MeV/c) est également à rejeter : Nous ne pouvons pas expliquer ainsi l'évolution de $< P_t^2 >$ suivant l'énergie de la réaction (Voir Tableau III-1) :

$M_{\mu\mu}$ (GeV)	150 GeV	200 GeV	280 GeV
4,1 - 4,7	1,41 ± 0.02	1.65 ± 0,06	1,71 ± 0,04
4,7 - 5,6	1,43 ± 0.03	1,68 ± 0,07	1,76 ± 0,05
5,6 - 6,7	1,46 ± 0,04	1,77 ± 0,11	1,81 ± 0,07
6,7 - 8,5	1,44 ± 0,05	1,77 ± 0,12	1,89 ± 0,08

Tableau III-1 : Evolution de $< P_t^2 >$ suivant l'énergie incidente

Notre description de la production hadronique de dimuons est donc incomplète. Seules des propriétés dynamiques des partons, que nous n'avons pas introduites, sont susceptibles de leur conférer des impulsions transverses aussi importantes.

CONCLUSION

Nous venons de dresser un cadre théorique et un formalisme pour l'étude de la production hadronique de dimuons.

Nous avons par ailleurs étudié différentes propriétés expérimentales de la production du continuum : Nous avons tout d'abord remarqué que ce n'est pas une réaction hadronique "ordinaire", mais que son mécanisme fait intervenir des constituants ponctuels, les partons; nous avons ensuite montré que son caractère électromagnétique ne peut pas être mis en doute; enfin, nous avons vu que l'état intermédiaire correspond à un photon virtuel polarisé transversalement. Force est donc de constater que cette production hadronique de dimuons ressemble étonnement à ce que décrit le mécanisme de S.D. Drell et T.M. Yan !.

Le modèle de Drell-Yan permet de répondre aux questions que nous nous sommes posés en concluant le Chapitre II :

- nous devrions en effet pouvoir vérifier l'universalité des fonctions de structure du nucléon déterminées par la diffusion inélastique de leptons.
- nous avons d'autre part un outil de première qualité pour mesurer la structure de particules instables disponibles dans un faisceau secondaire.

La distribution mesurée de l'impulsion transverse des dimuons pose de nouveau le problème de la dynamique des partons : Il s'agit donc d'un point crucial que nous devons absolument élucider avant d'interpréter nos mesures expérimentales.

CHAPITRE IV

DYNAMIQUE DES PARTONS

INTRODUCTION

Certaines phrases couramment prononcées en physique des particules représentent une concentration d'informations tout à fait spectaculaire. Par exemple, j'ai maintes fois entendu dire, pour présenter la Chromodynamique quantique, que c'est une "théorie de jauge non abélienne asymptotiquement libre" : Pour ma part, j'avoue ne pas avoir entièrement perçu, au premier abord, toute la signification d'une introduction aussi laconique de cette théorie de l'interaction forte.

Je décrirai donc la chromodynamique quantique de façon beaucoup plus diluée : Je présenterai tout d'abord les idées fondamentales de cette théorie, j'indiquerai par la suite les propriétés du couplage fort et de l'évolution des fonctions de structure hadroniques; je montrerai enfin, en rapport direct avec notre expérience, l'incidence de la chromodynamique quantique sur la production de paires de muons.

A - LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

La chromodynamique quantique est une théorie de l'interaction forte. Nous l'introduirons en procédant par analogie avec l'électrodynamique quantique dont elle est fortement inspirée, comme son nom l'indique. Nous verrons successivement le concept de couleur, le groupe de symétries et le lagrangien de l'interaction forte. La formulation de ce dernier nous permettra de tirer d'importantes conséquences pratiques de la théorie.

1) LA COULEUR

L'électrodynamique quantique nous permet de décrire avec précision l'interaction entre des charges électriques. Par analogie, nous associons aux quarks une nouvelle charge, que nous appelons charge de couleur. L'interaction forte correspond à l'échange de gluons entre des charges de couleur.

L'introduction de la couleur permet de résoudre élégamment un bon nombre de problèmes. Citons en deux :

- Le Δ^{++}, $J_Z = 3/2$ est formé de 3 quarks de saveur u, alignés dans le même sens, dans l'onde S : la fonction d'onde du système est donc symétrique d'espace et de spin. La couleur permet d'anti-symétriser cette fonction d'onde comme l'exige la statistique de Fermi.

- Le rapport $R = \dfrac{\sigma(e^+e^- \to \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ mesure la somme des carrés des charges des quarks. On observe expérimentalement $R \sim 2$ sous le seuil du charme. ce résultat est naturel si chacun des quarks u, d ou λ peut se manifester sous 3 formes différentes.

L'existence de 3 charges de couleur responsables de l'interaction forte constitue le premier dogme de la chromodynamique quantique.

2) LES SYMETRIES DE L'INTERACTION FORTE.

En électrodynamique, les états liés sont des états globalement neutres, tel que le positronium sous toutes ses variantes (e^+,e^-) $(\mu^+\mu^-)$, (μ^+e^-), etc.. Cette constatation permet d'introduire le $2^{\text{ème}}$ dogme

de la chromodynamique quantique : les états liés des quarks, les hadrons, sont des états singulets de couleur.

Lorsqu'on demande au groupe des symétries de l'interaction forte :

- de contenir le groupe discret S_3, groupe des permutations des 3 charges de couleur;
- d'avoir des représentations complexes afin de distinguer un quark d'un antiquark;
- de conduire à des états singulets antisymétriques de couleur constitués de 3 quarks (Exemple du Δ^{++}).

On tombe directement (Réf. IV.1) sur le groupe spécial unitaire de rang 3.

Avec SU(3), nous sommes en terrain connu : nous savons qu'il s'agit d'un groupe non abélien qui possède 8 générateurs λ_a; seuls deux de ces générateurs commutent, ce qui conduit à l'existence de deux nombres quantiques conservés tels que la charge et l'étrangeté (ou l'isospin et l'hypercharge). D'une manière formelle, la couleur n'est pas un nombre quantique, mais un couple de nombres quantiques. Les états de couleur seront caractérisés par les valeurs propres des générateurs commutables. On convient d'utiliser les couples de valeurs propres $(1, 1/\sqrt{3})$, $(-1, 1/\sqrt{3})$ et $(0, -2/\sqrt{3})$ pour représenter les charges de couleur d'un quark, dans la représentation {3} (figure IV.1)

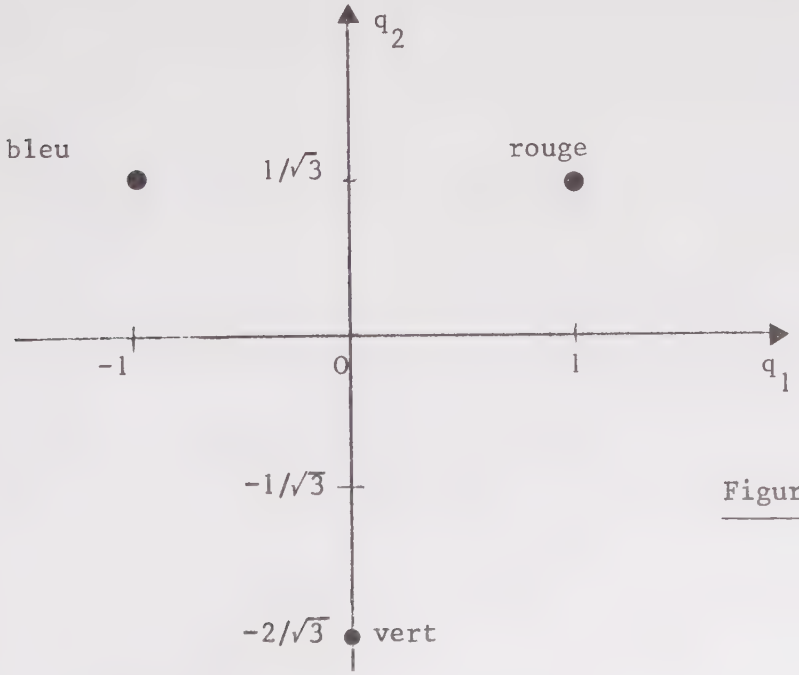


Figure IV.1 : Etats de couleur d'un quark

Nous savons également combiner les triplets de SU(3) afin d'étudier les systèmes de plusieurs quarks. Nous avons les décompositions :

$$\{3\} \otimes \{3\} = \{6\} \oplus \{\bar{3}\}$$

$$\{3\} \otimes \{\bar{3}\} = \{8\} \oplus \{1\}$$

$$\{3\} \otimes \{3\} \otimes \{3\} = \{10\} \oplus \{8\} \oplus \{8\} \oplus \{1\}$$

Nous voyons ainsi que deux quarks ne peuvent pas former de singulet de couleur, et ne seront donc pas liés. Par contre un quark et un antiquark, ou bien 3 quarks peuvent former un hadron, respectivement un méson et un baryon.

3) *LE LAGRANGIEN DE L'INTERACTION FORTE.*

Rappelons brièvement, sur l'exemple de l'électrodynamique quantique, ce qu'est une théorie de jauge locale.

Le lagrangien d'une particule libre s'écrit :

$$\mathcal{L}_{(\text{libre})} = \bar{\psi}(x) \, [i \, \gamma_\mu \, \partial^\mu - m] \, \psi(x) \qquad \text{(IV-1)}$$

où $\psi(x)$ est la fonction d'onde de la particule, définie à une phase près. Une opération qui modifie cette phase appartient au groupe U(1). Lorsqu'on modifie localement la phase de cette fonction d'onde

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i \, \alpha(x)} \, \psi(x) \qquad \text{(IV-2)}$$

le lagrangien de la particule libre devient :

$$\mathcal{L}_{(\text{libre})} = \bar{\psi}(x) \, [i \, \gamma_\mu \, \partial^\mu - m] \, \psi(x) + \bar{\psi}(x) \, \gamma_\mu \, \psi(x) \, \partial^\mu \, \alpha(x) \qquad \text{(IV-3)}$$

En électrodynamique quantique, cette variation du lagrangien de la particule libre est absorbée dans le lagrangien d'interaction :

$$\mathcal{L}_{(\text{interaction})} = e \, \bar{\psi}(x) \, \gamma_\mu \, \psi(x) \, A^\mu(x) \qquad \text{(IV-4)}$$

si le potentiel A^μ devient :

$$A^\mu(x) \rightarrow A^\mu(x) - \frac{1}{e} \, \partial^\mu \, \alpha(x) \qquad \text{(IV-5)}$$

lorsque nous appliquons notre transformation (IV-2).

Nous voyons ainsi que le lagrangien électromagnétique est invariant sous une modification locale de la phase (IV-2) pourvu que nous modifions convenablement et en même temps la jauge (IV-5) : nous résumons cette propriété du lagrangien en disant que l'électrodynamique quantique est une théorie de jauge locale.

Nous pouvons maintenant introduire le dernier dogme de notre théorie de l'interaction forte. La chromodynamique quantique est une théorie de jauge, invariante lorsqu'on applique localement une transformation de SU(3). Nous nous limitons à la théorie minimale, c'est-à-dire à la théorie la plus simple qui possède les propriétés demandées C.N. Yang et R.Mills (Réf. IV.2) nous indiquent comment construire le lagrangien d'une telle théorie, lorsque le groupe d'invariance (on dit maintenant groupe de jauge) est plus complexe que le groupe U(1) de l'électrodynamique quantique. Le lagrangien de Yang-Mills s'écrit alors :

$$\text{(IV-6)} \quad \mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{a,\mu\nu} + i\, \bar{\psi}_i(x)\, \gamma_\mu\, D^\mu_{ij}\, \psi_j(x) - \bar{\psi}_i(x)\, m_{ij}\, \psi_j(x)$$

où i(j) = 1,3 est un indice de couleur. Le nouvel indice a = 1,8 correspond aux différentes composantes de champ de l'interaction forte, aux différents gluons.

Le premier terme de l'expression (IV-6) décrit l'évolution du champ. Nous avons :

$$\text{(IV-7)} \qquad F_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu A_a^\nu(x) - \partial^\nu A_a^\mu(x) + g\, f_{abc}\, A_b^\mu(x)\, A_c^\nu(x)$$

où f_{abc} sont les constantes de structure de SU(3), définies par :

$$[\, T_a, T_b \,] = i\, f_{abc}\, T_c \,, \quad \text{avec } T_a = \frac{1}{2}\lambda_a \,.$$

Le deuxième terme de l'expression (IV-6) décrit l'interaction d'une charge de couleur avec le champ de gluons. La dérivée covariante qui agit sur la fonction d'onde de cette charge de couleur s'écrit :

(IV-8) $$D^{\mu}_{ij} = \delta_{ij}\,\partial^{\mu} - ig\,(T_a)_{ij}\,A^{\mu}_a$$

On vérifie (Réf. IV-3) que le lagrangien (IV-6) reste invariant lorsqu'on modifie simultanément $\psi(x)$ et $A^{\mu}_a(x)$ suivant ;

(IV-9) $$\psi(x) \rightarrow U(x)\ \ \psi(x)$$

(IV-10) $$T_a\,A^{\mu}_a(x) \rightarrow U(x)\,T_a\,A^{\mu}_a(x)\,U^{-1}(x) - \frac{i}{g}(\partial^{\mu}\,U(x))\,U^{-1}(x)$$

où U(x) est une transformation locale de notre groupe de jauge SU(3) :

$$U(x) = \exp\left[\sum_a \alpha_a(x)\,T_a\right]$$

Les transformations (IV-9) et (IV-10) représentent l'équivalent en chromodynamique quantique, de la transformation de jauge locale (IV-2) et (IV-5) en électrodynamique quantique.

Nous pouvons tirer d'importantes conclusions de la forme (IV-6) du lagrangien de l'interaction forte :

* L'expression (IV-8) de la dérivée covariante nous indique que la charge de couleur d'un quark peut être modifiée au cours de l'interaction avec le champ de gluons (voir fig. IV-2)

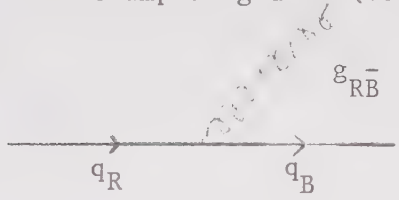


Figure IV-2 : Emission d'un gluon par une charge de couleur.

Nous avons a priori 9 états pour les gluons, qui correspondent à toute les transformations possibles des charges de couleur : ces états se rangent dans un singulet et un octet. L'état singulet, symétrique de couleur, n'apparaît pas dans notre théorie minimale. Nous avons par contre besoin des 8 composantes de l'octet, qui se mélangent entre elles sous une transformation de SU(3) suivant la formule (IV-10) : nous avons donc 8 gluons.

* L'expression (IV-7) de $F^{\mu\nu}_a$ nous montre que la contraction $F^{\mu\nu}_a\,F_{a,\mu\nu}$ contient des termes de la forme :

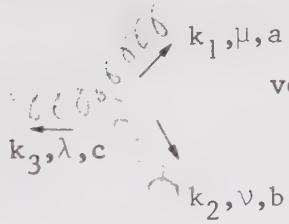
$$g \; f_{abc} \; A_b^{\mu}(x) \; A_c^{\nu}(x) \; \partial_{\mu} \; A_{a,\nu}(x)$$

Ces termes expriment le couplage de trois gluons et n'ont pas d'équivalent en électrodynamique quantique où il n'y a pas de couplage entre photons.

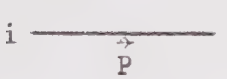
* Une seule constante de couplage g définit l'intensité de toutes les interactions possibles entre quarks et gluons.

* Les amplitudes des phénomènes physiques se calculent à partir de règles de Feynman. Celles-ci s'obtiennent en quantifiant le lagrangien (IV-6), ce que nous n'entreprendrons pas ici. Une solution directe est proposée par Feynman (Réf. IV-4), qui repose sur la similitude à des coefficients de groupe près, entre le lagrangien de l'interaction forte et celui de l'électromagnétisme. On retrouve ainsi les règles habituelles, ce qui permet d'utiliser les résultats obtenus en électrodynamique quantique lorsque les transpositions quark ⟷ électron et gluon ⟷ photon sont possibles. Je rappelle les contributions des vertex et des propagateurs que nous rencontrerons par la suite :

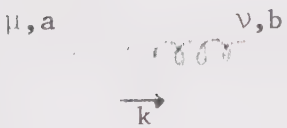
vertex quark-gluon ⇒ $- i g \gamma^{\mu} (T_a)_{ij}$ (IV-11)



vertex 3 gluons ⇒ $- g f_{abc} \; [g_{\mu\nu}(P_1 - P_2)_{\lambda} + g_{\nu\lambda}(P_1 - P_2)_{\mu} + g_{\lambda\mu}(P_1 - P_2)_{\nu}]$ (IV-12)



propagateur de quark ⇒ $i \delta_{ij} \frac{\not{P}}{P^2}$ (IV-13)



propagateur de gluon ⇒ $- i \delta_{ab} [\frac{g_{\mu\nu}}{k^2} - (1-\alpha) \frac{k_{\mu} k_{\nu}}{k^4}]$ (IV-14)

B) APPLICATION DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE.

Je propose de décrire maintenant la phénoménologie de l'interaction forte qui résulte de l'application de la chromodynamique quantique. Nous étudierons tout d'abord le couplage effectif de l'interaction forte. Nous verrons ensuite la dépendance des fonctions de structure suivant l'énergie. Mon exposé ne sera que descriptif et les démonstrations des résultats énoncés sont données en référence.

1) *Le couplage effectif de l'interaction forte.*

Le couplage α_s que nous devons utiliser dans le calcul des amplitudes des phénomènes physiques dépend de l'énergie Q^2 du processus de la manière suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\,\pi}{(33-2N_f)\,\mathrm{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \qquad \text{(IV-15)}$$

où N_f est le nombre de saveurs: Λ est une constante spécifique de l'interaction forte, qui a la dimension d'une masse.

Cet important résultat, obtenu à l'origine par H.D. Politzer, D.J. Gross et F. Wilczek (Réf. IV-5) montre que la théorie est asymptotiquement libre. Cette propriété correspond bien à ce que nous observons expérimentalement : les quarks nous paraissent d'autant moins liés que l'énergie de notre sonde augmente.

L'exemple suivant permet de comprendre l'origine d'une échelle de masse dans la théorie : considérons la diffusion de deux quarks, qui correspond à l'ordre le plus bas en α_s à l'échange d'un gluon (fig. IV-3)

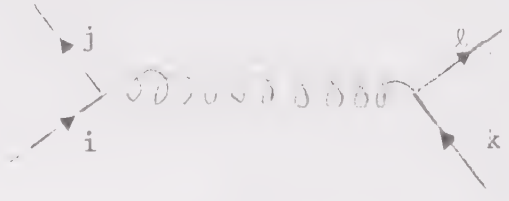


Figure IV-3 : Echange d'un gluon entre 2 quarks

Le calcul de ce diagramme ne pose pas de problème et nous obtenons une amplitude de la forme :

$$A_{qq}(Q^2, g_o) = g_o^2 \, f(Q^2) \qquad \text{(IV-16)}$$

où g_o est la constante de couplage "nue" qui apparaît dans l'expression (IV-6) du lagrangien.

Mais nous devons également considérer les diagrammes d'ordres supérieurs, parmi lesquels se trouvent ceux de la figure (IV-4)

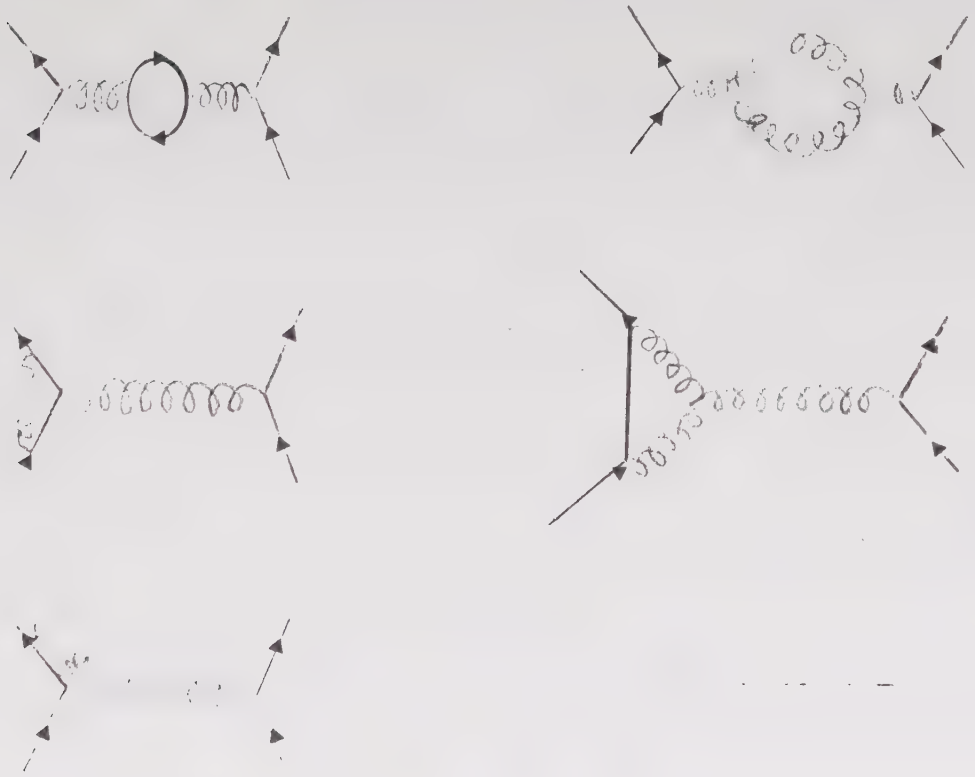


Figure IV-4 : Exemple de diagrammes divergents qui participent à la diffusion de 2 quarks.

La présence de boucles nécessite l'intégration sur tout l'espace des propagateurs (IV-13, 14) des quarks et des gluons correspondant: il y a un problème car ces intégrales ne sont pas définies. On démontre alors qu'il est possible de se débarrasser des divergences qui apparaissent à chaque ordre de traitement perturbatif au prix d'un habillage de la constante de couplage g_o (Réf. IV-6) : on dit alors que la théorie est renormalisable. Du point de vue pratique, nous oublions g_o qui n'est de toute façon pas mesurable, et nous introduisons un couplage g_λ dépendant d'une coupure $p^2 < \lambda^2$ qui permet de régulariser les intégrales divergentes :

$$\int_{Q^2}^{\lambda^2} \frac{d^4P}{P^2} \longrightarrow 2\pi \ \text{Log} \frac{\lambda^2}{Q^2} \ .$$

Si la théorie est renormalisable, alors la limite des amplitudes ainsi calculées, lorsque $\lambda^2 \to \infty$, a un sens.

Le calcul complet de l'amplitude de diffusion de deux quarks doit ainsi régulariser les boucles, les corrections de vertex, les doubles boucles, etc.. Ceci nous laisse en fin de compte avec une série de la forme (Réf. IV-7)

$$(IV\text{-}17) \qquad A_{qq}(Q^2, g_\lambda^2, \lambda^2) = f(Q^2) \{ g_\lambda^2 + g_\lambda^4 (c_1 + c_1' \ \text{Log} \frac{\lambda^2}{Q^2})$$

$$+ g_\lambda^6 (c_2 + c_2' \ \text{Log} \frac{\lambda^2}{Q^2} + c_2'' \ \text{Log Log} \frac{\lambda^2}{Q^2}) + g^8 \ (\ldots) + \ldots \}$$

Lorsque λ devient grand, les termes en $\text{Log} \frac{\lambda^2}{Q^2}$ sont dominants et nous pouvons momentanément négliger les termes constants ainsi que les logarithmes multiples. Il se trouve que ces logarithmes dominants forment une série alternée que l'on sait sommer (Réf. IV-7) :

$$(IV\text{-}18) \qquad A_{qq}(Q^2, g_\lambda^2, \lambda^2) \Big|_{\text{Log.dominants}} = \frac{g_\lambda^2}{1 - a \ g_\lambda^2 \ \text{Log} \frac{\lambda^2}{Q^2}} \cdot f(Q^2)$$

avec $$a = (11 - \frac{2}{3} N_f) / 16 \pi^2$$

L'amplitude (IV-18) correspond a un processus physique et ne doit pas dépendre de la coupure λ . Nous voyons que λ n'apparaît que dans le rapport Q^2/λ^2, et qu'il fixe en quelque sorte l'échelle de Q^2. L'amplitude (IV-18) ne dépendra pas de λ si et seulement si le couplage effectif dépend de Q^2 :

$$\text{Aqq}\left(\frac{Q^2}{\lambda^2}, g_\lambda^2\right) = \bar{g}\,(Q^2)\quad f\,(Q^2)$$

(IV-19) avec $$\bar{g}^2\,(Q^2) = \frac{g_\lambda^2}{1 - a g_\lambda^2 \,\text{Log}\,\frac{\lambda^2}{Q^2}}$$

On ne peut pas déterminer $\bar{g}\,(Q^2)$ de façon absolue, et ce n'est que sa variation que l'on sait traiter. On élimine toute référence à λ en choisissant une masse de renormalisation μ^2 où le couplage vérifie :

(IV-20) $$\bar{g}^2\,(\mu^2) = \frac{g_\lambda^2}{1 - a g_\lambda^2 \,\text{Log}\,\frac{\lambda^2}{Q^2}}$$

La combinaison de (IV-19) et (IV-20) permet d'écrire :

(IV-21) $$\bar{g}^2\,(Q^2) = \frac{1}{a\,\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

$$\text{avec } \Lambda^2 = \mu^2 \exp\left[\frac{-1}{a\,\bar{g}^2\,(\mu^2)}\right]$$

ce qui correspond bien à la relation (IV-15).

Λ est une constante qui a la dimension d'une masse et qui ne dépend pas de notre point de renormalisation μ^2 : c'est le seul paramètre de la théorie qui doit être déterminé expérimentalement.

Nous devons maintenant préciser les limites de validité de la relation (IV-15) :

* Notre exemple a montré que ce résultat est obtenu par un traitement perturbatif qui n'est justifié que si $\bar{g}$ est petit. Ce n'est manifestement pas le cas pour $Q^2 \simeq \Lambda^2$ où $\bar{g}$ devient infini. La formule (IV-15) ne décrit donc le comportement de α_s que pour $Q^2 >> \Lambda^2$.

* Nous avons d'autre part négligé une foule de termes dans la série (IV-17), pour ne garder que les logarithmes dominants. Puisque la somme de ces

derniers est finie, les termes moins importants en apparence peuvent très bien modifier le résultat final : ainsi, lorsqu'on somme les doubles logarithmes de la série (IV-17), la formule (IV-21) devient (Réf. IV-7) :

(IV-22)
$$\bar{g}^2(Q^2) = \frac{1}{a\left[\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2} + a'\,\text{Log Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right]}$$

avec $a' = 3(306 - 38\,N_f)/(33 - 2\,N_f)^2$

La formule (IV-15) correspond donc à l'approximation des logarithmes dominants, qui n'est justifiée que pour $Q^2 \to \infty$.

* Ma dernière remarque concerne la détermination expérimentale de Λ. Aux énergies actuellement disponibles, α_s est relativement grand et les séries perturbatives convergent lentement. Le couplage effectif mesuré ne correspond pas à la formule asymptotique (IV-15) mais à une formule corrigée du genre :

$$\alpha_s(Q^2)_{\text{mesuré}} = \frac{1}{4\pi\, a\left[\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2} + c\right]}$$

On a en première approximation :

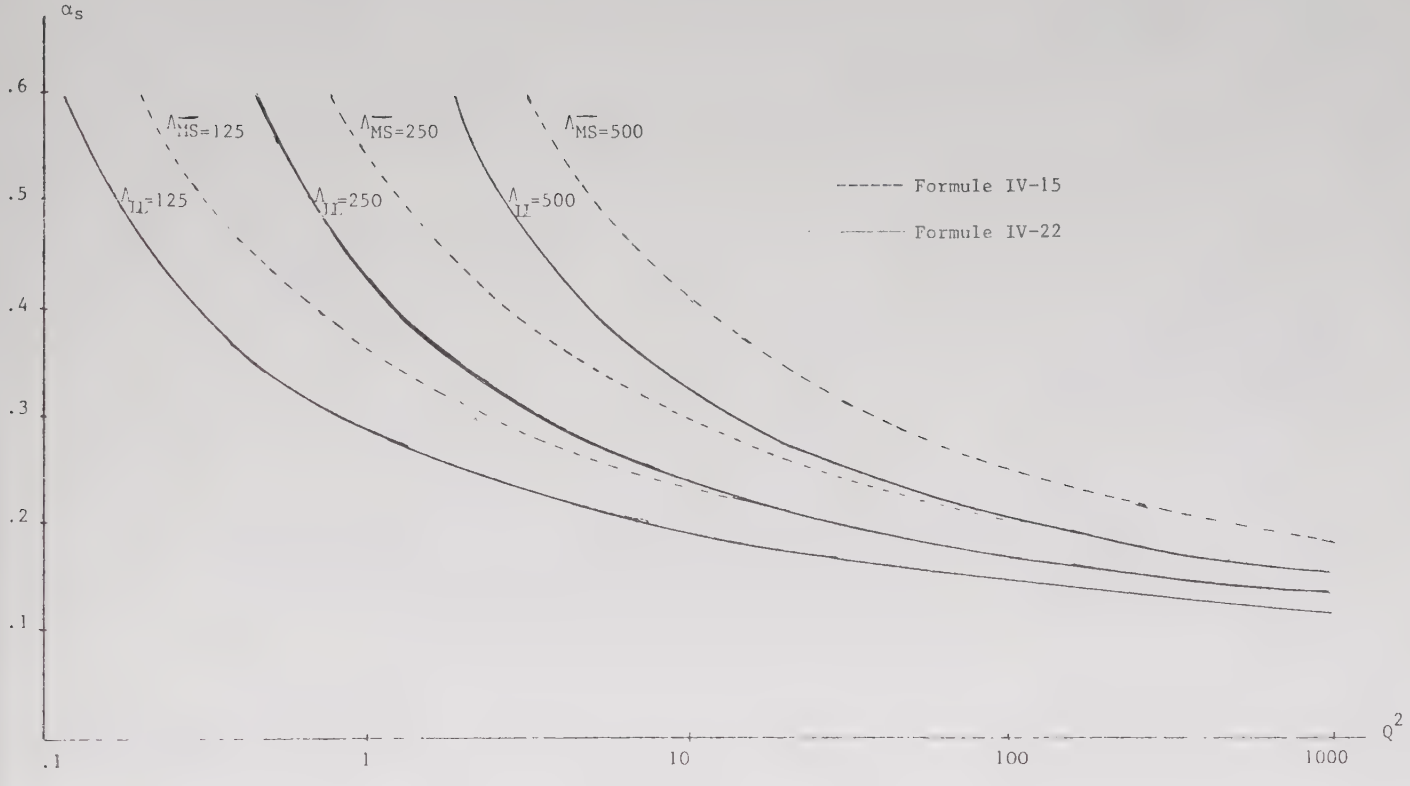
$$\frac{1}{\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2} + c} \sim \frac{1}{\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}} - c\left[\frac{1}{\text{Log}\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right]^2$$

et C n'apparaît qu'au $2^{\text{ème}}$ ordre du traitement perturbatif. Mais on peut également redéfinir Λ de façon à englober ces termes d'ordre α_s^2 : On écrira dans ce cas :

$$\Lambda^2 \to \Lambda^2/\exp(C)$$

On a ainsi le choix de faire disparaître certains termes (qui ne sont pas des logarithmes dominants) dans le calcul théorique du deuxième ordre du traitement perturbatif, ce qu'on appelle le choix

du "schème" (*), au prix d'une redéfinition du paramètre Λ. La figure suivante illustre la violente dépendance de Λ suivant le schème utilisé :



Λ est donc un paramètre très délicat à manier, ce qui explique les précautions que j'ai prises pour rapporter les résultats de la collaboration C.D.H.S. dans le 2ème Chapitre : Λ =.55 GeV correspond uniquement à la paramétrisation décrite, alors que les mêmes mesures conduisent à la détermination:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 0.21 \text{ GeV}^{+\ 0.08 \text{ GeV}}_{-\ 0.07 \text{ GeV}}$$

(*) Définition Petit Larousse : Schème (gr. skhêma, figure). Philos, Représentation intermédiaire entre le concept et la perception: le nombre est un schème, selon Kant.

2) *Evolution des fonctions de structure*

L'émission d'un gluon par un quark ou un gluon, ainsi que la matérialisation d'un gluon en une paire de quarks, sont des mécanismes susceptibles de détruire l'invariance d'échelle des fonctions de structure hadroniques.

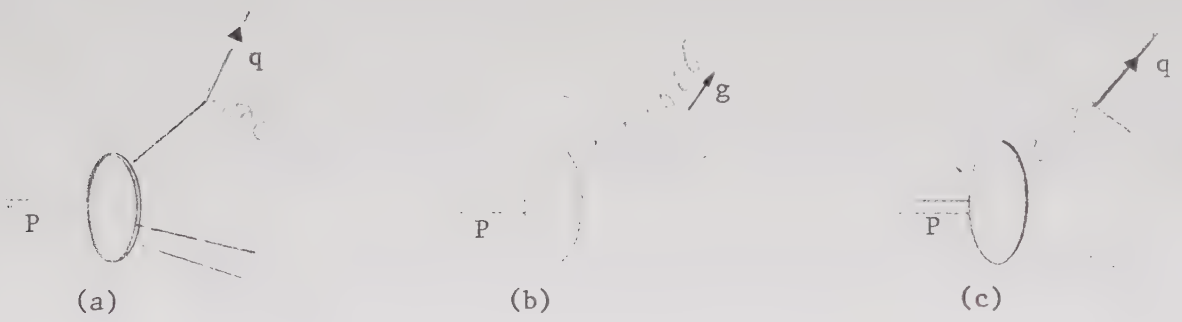


Figure (IV-5) : (a) Emission d'un gluon par un quark
(b) Emission d'un gluon par un gluon
(c) Matérialisation d'un gluon

L'application de la Chromodynamique quantique montre que les distributions de partons dépendent effectivement de l'énergie Q^2 avec laquelle ces partons participent aux processus étudiés. La raison en est essentiellement la suivante :

Lors de l'étude de la diffusion inélastique de leptons, nous pensions que l'impulsion transverse des partons par rapport à la ligne de vol de la réaction était limitée par le confinement, et nous l'avions négligée. Ce n'est manifestement plus le cas lorsqu'on considère les mécanismes de la figure (IV-5): nous devons donc envisager des distributions qui dépendent à la fois de X et de p_T. Nous pouvons introduire la probabilité

$q(X, \Delta^2)$ d'observer un parton qui emporte la fraction X de l'impulsion longitudinale du hadron initial, et dont l'impulsion transverse est inférieure à Δ : le mécanisme (IV-5 a) par exemple, est inclus dans notre nouvelle distribution si le gluon émis est assez mou; par contre, si le gluon est émis avec un grand p_T, nous devons tenir compte explicitement de ce processus dans le calcul d'une section efficace.

Considérons en particulier la diffusion de leptons avec émission de gluons comme l'indique la figure (IV-6) :

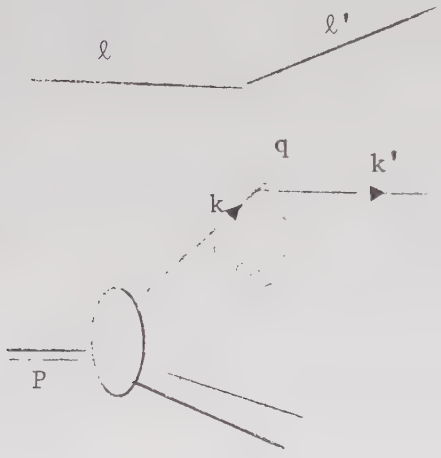


Figure IV-6 : Diffusion de leptons avec émission de gluons.

La section efficace de ce processus peut se mettre sous la forme :

$$(IV\text{-}23) \quad \sigma(\ell P \to \ell' X) = \sum_i dX\, q_i(X,\Delta^2)\{\hat{\sigma}_o(\ell q_i \to \ell q_i) + \hat{\sigma}_1(\ell q_i \to \ell q_i g, \Delta^2) + \hat{\sigma}_2(\ell q_i \to \ell q_i gg, \Delta^2) + \ldots\}$$

où $\hat{\sigma}_o$ est la section efficace bien connue(II-16) du sous processus de diffusion quark-lepton.

$\hat{\sigma}_1$ représente la section efficace du sous processus (quark + lepton →

quark + lepton + gluon), avec l'impulsion transverse du quark final supérieure à Δ. Le terme dominant de $\hat{\sigma}_1$ correspond à l'intégration du propagateur (IV-13) du quark hors de sa couche de masse

$$\text{(IV-24)} \qquad \hat{\sigma}_1(\ell q \to \ell qg, \Delta^2) \equiv \alpha_s(Q^2) \left[\text{Log} \frac{Q^2}{\Delta^2}\right]^2 . \hat{\sigma}_o$$

Puisque $\alpha_s(Q^2)$ vérifie la relation (IV-15), la probabilité d'émettre un gluon avec un p_T supérieur à Δ est finalement du même ordre que σ_o. Les termes d'ordres supérieurs en α_s, qui représentent les sous processus ou N gluons sont émis avec une impulsion transverse totale supérieure à Δ, augmentent également suivant $(\text{Log} \frac{Q^2}{\Delta^2})^N$: il n'y a donc aucun espoir de traiter la section efficace (IV-23) en perturbation si Δ est constant.

La situation est totalement différente si nous choisissons $\Delta = \varepsilon Q^2$ (la coupure Δ est tout à fait arbitraire et le résultat final ne doit pas en dépendre) : l'évolution (IV-24) de $\hat{\sigma}_1$ devient :

$$\text{(IV-25)} \qquad \hat{\sigma}_1(\ell q \to \ell qg, \varepsilon Q^2) \equiv \alpha_s(Q^2)\, \hat{\sigma}_o$$

qui décroît avec Q^2 ainsi que tous les autres termes d'ordres supérieurs en α_s. Pour Q^2 assez grand, la section efficace (IV-23) devient :

$$\text{(IV-26)} \qquad \sigma(\ell p \to \ell' X) = \sum_i \int dx\, q_i(X,Q^2)\ \hat{\sigma}_o(\ell q_i \to \ell q_i)$$

et nous retrouvons les formules de la diffusion inélastique de leptons.

Cette présentation des fonctions de structure permet d'illustrer les résultats suivants :

* Il est essentiel d'introduire des fonctions de structure qui dépendent de Q^2 pour absorber les divergences infrarouges qui résultent de l'application de la chromodynamique quantique.

* Le raisonnement précédent s'applique également à la production de dimuons: les mêmes divergences logarithmiques apparaissent, qui se retrouvent absorbées de la même manière par ces fonctions de structure dépendantes de Q^2 : l'universalité des fonctions de structure est donc préservée à l'approximation des logarithmes dominants (Politzer, Réf. IV-8).
* La variation des fonctions de structure avec Q^2 est logarithmique. Un calcul détaillé permet d'obtenir les équations d'évolution de G. Altarelli et G.Parisi (Réf. IV-9)

$$\text{(IV-27)} \quad \begin{cases} \dfrac{d\, q(X,Q^2)}{d\,(\text{Log } Q^2)} = \dfrac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \displaystyle\int_X^1 \frac{dY}{Y} \left[q(Y, Q^2)\, P_{qq}\left(\frac{X}{Y}\right) + g(Y, Q^2)\, P_{qg}\left(\frac{X}{Y}\right) \right] \\ \dfrac{d\, g(X,Q^2)}{d\,(\text{Log } Q^2)} = \dfrac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \displaystyle\int_X^1 \frac{dY}{Y} \left[\sum_{i=1}^{2N_f} q_i(Y,Q^2)\, P_{gq}\left(\frac{X}{Y}\right) + g(Y, Q^2)\, P_{gg}\left(\frac{X}{Y}\right) \right] \end{cases}$$

Les fonctions $P_{ba}(Z)$ représentent les probabilités que le parton a(quark ou gluon) se fragmente en donnant le parton b(quark ou gluon) avec la fraction Z de son impulsion :

$$\text{(IV-28)} \quad \begin{cases} P_{qq}(Z) = \dfrac{4}{3} \left[\dfrac{Z^2}{(1-Z)_+} + 2\,\delta(1-Z) \right] \\ P_{gg}(Z) = 6 \left[\dfrac{Z}{(1-Z)_+} + \dfrac{1-Z}{Z} + Z(1-Z) + \left(\dfrac{11}{12} - \dfrac{N_f}{8}\right) \delta(1-Z) \right] \\ P_{gq}(Z) = \dfrac{4}{3} \dfrac{1+(1-Z)^2}{Z} \quad ; \quad P_{qg}(Z) = \dfrac{1}{2}\left[Z^2 + (1-Z)^2 \right] \end{cases}$$

où $(1-Z)_+^{-1}$ est défini par :

$$\int_0^1 \frac{f(Z)}{(1-Z)_+} dZ = \int_0^1 \frac{f(Z) - f(1)}{1-Z}\, dZ$$

Il est intéressant d'appliquer les équations d'évolution (IV-27) aux moments (II-29) des distributions de partons. On obtient en particulier pour les quarks de valence :

$$\text{(IV-29)} \quad \frac{d\, M_{q_v}(n,Q^2)}{d(\text{Log } Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\, M_{q_v}(n,Q^2) \int_0^1 dZ\, Z^{n-1}\, P_{qq}(Z)$$

L'expression (IV-15) de $\alpha_s(Q^2)$ permet de resoudre cette équation différentielle à l'approximation des logarithmes dominants :

$$\text{(IV-30)} \qquad \frac{M_{q_v}(n, Q^2)}{M_{q_v}(n, Q_o^2)} = \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(Q_o^2)}\right]^{\frac{A_v(n)}{2\pi b}}$$

$$\text{avec } b = \frac{33 - 2N_f}{12\pi}$$

L'exposant $A_v(n)$ est appelé "dimension anomale" :

$$\text{(IV-31)} \qquad A_v(n) = \int_o^1 dZ\, Z^{n-1}\, P_{qq}(Z) = \frac{4}{3}\left[\frac{1}{n(n+1)} - \frac{1}{2} - 2 \sum_{j=2}^{n} \frac{1}{j}\right]$$

C - PRODUCTION DE DIMUONS EN CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE.

Ce n'est qu'à la limite asymptotique $Q^2 \to \infty$ que nous retrouvons l'universalité des fonctions de structure. Nous devons donc nous préoccuper, dans l'analyse de nos mesures expérimentales, des termes qui subsistent au delà des logarithmes dominants.

Les mécanismes qui participent à la production de dimuons au premier ordre en α_s sont représentés sur la figure (IV-7): nous voulons tenir compte de chacune de ces contributions et exprimer la section efficace correspondante en fonction des distributions de partons mesurées par la diffusion inélastique de leptons. Il est nécessaire de traiter de façon homogène ces deux réactions que nous désirons relier; nous devons donc envisager l'ensemble des mécanismes qui se manifestent à l'ordre α_s dans la diffusion de leptons (Fig. IV-8). Nous verrons alors que le modèle de S.D. Drell et T.M. Yan sous estime le taux de production de dimuons.

Nous verrons dans un premier temps quelles sont les corrections que nous devons apporter au modèle de Drell-Yan si nous voulons représenter la production de dimuon au premier ordre en α_s: j'indiquerai brièvement l'origine et l'amplitude de ces corrections.

Nous entreprendrons par la suite le calcul explicite d'une partie de ces corrections: nous déterminerons au premier ordre en α_s la contribution des gluons à la production de dimuons d'une part, à la diffusion de leptons d'autre part. Cet exercice mettra bien en évidence les hypothèses introduites ainsi que les limites de validité des résultats obtenus.

Ces corrections vont modifier notre approche de la détermination expérimentale des fonctions de structure. Nous verrons pour conclure l'orientation que permet d'envisager une étude quantitative des effets qui apparaissent dès le premier ordre du traitement perturbatif.

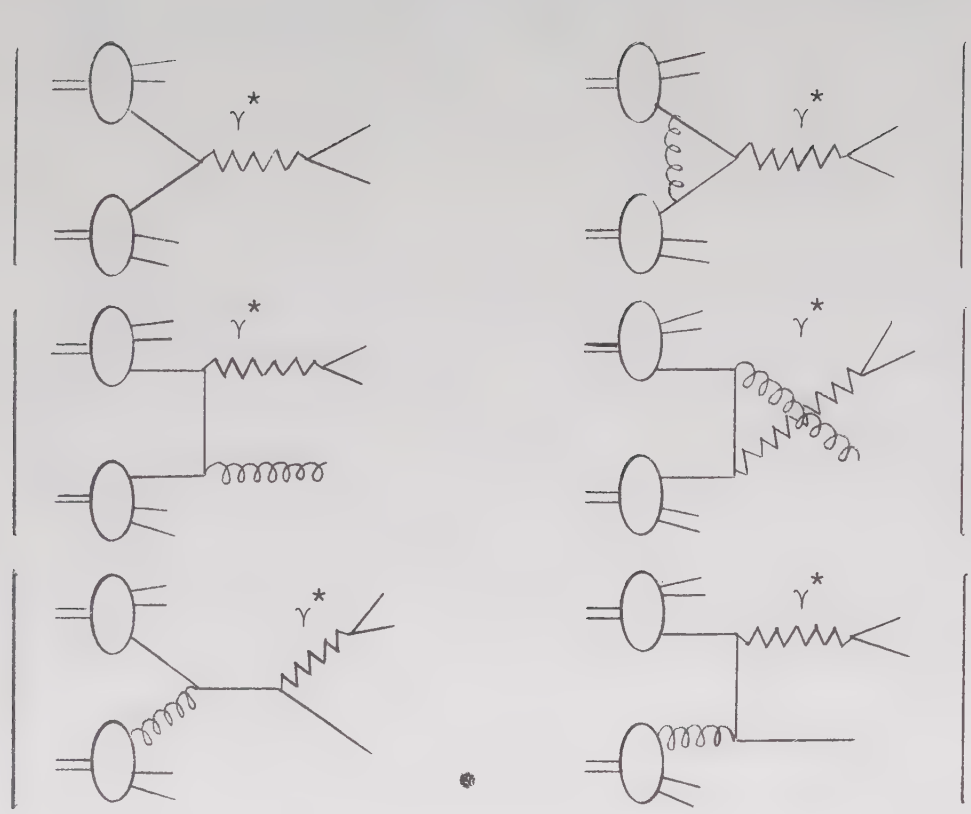


Figure IV-7 : Production de dimuons au premier ordre en αs

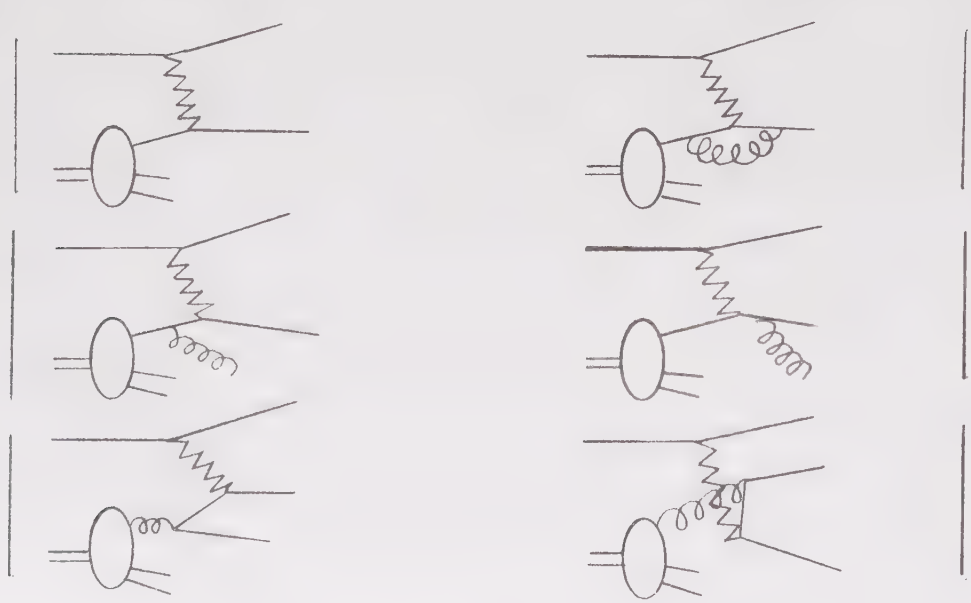


Figure IV-8 : Diffusion lepton-hadron au premier ordre en α_s

1) LES TERMES NON DOMINANTS ET LE MODELE DE DRELL-YAN.

Nous noterons $q_o(x)$ et $g_o(x)$ les distributions "nues" des quarks et des gluons dans un hadron qui n'est soumis à aucun champ extérieur. Ces distributions ne se manifestent qu'à travers une série de mécanismes dont les figures (IV-7 et 8) ne représentent que la première génération. Ce sont donc des distributions "habillées" que nous observons dans la production de dimuons et dans la diffusion de leptons. Nous voulons étudier ici les propriétés de l'habillage qui se produit, dès le premier ordre en α_s, au cours de ces deux réactions: plus précisément, nous cherchons à exprimer rigoureusement à l'ordre α_s, la section efficace de production de dimuons en fonction des distributions habillées qui participent à la diffusion de leptons.

Rappelons ce que devient, dans notre théorie de la couleur, la section efficace de Drell-Yan qui décrit l'ordre 0 en α_s:

$$(IV\text{-}32)\quad \left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\mu^+\mu^- \leftarrow q_o} = \frac{4\pi\alpha^2}{9}\,\frac{1}{SQ^2}\sum_q e_q^2 \int dx_1 dx_2\ \delta(x_1x_2-\tau)\,[q_o(x_1)\ \bar{q}_o(x_2)+(1\leftrightarrow 2)]$$

Nous voulons maintenant tenir compte des mécanismes de la figure (IV-7) qui se manifestent au premier ordre du traitement perturbatif. Ceux-ci se classent en deux catégories :

- mécanismes d'annihilation quark-antiquark: il s'agit de l'interférence de la correction de vertex avec le terme de Drell-Yan à l'ordre 0 (diagrammes IV-7,a) et des mécanismes qui produisent un gluon dans l'état final (diagrammes IV-7,b). Leurs contributions à la production de dimuons seront de la forme:

$$(IV\text{-}33)\quad \left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\text{Anihilation}} = \int dx_1 dx_2\ \Theta(x_1x_2-\tau)\,\alpha_s A^{qq}\,[q_o(x_1)\,\bar{q}_o(x_2)+(1\leftrightarrow 2)]$$

- mécanismes de diffusion quark-gluon: ce sont les processus que décrivent les diagrammes (IV-7,c),et que nous étudierons en détail dans le paragraphe suivant. Pour l'instant, nous nous contenterons d'écrire leurs contributions sous la forme :

$$(IV\text{-}34)\quad \left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\text{Diffusion}} \equiv \int dx_1 dx_2\ \Theta(x_1x_2-\tau)\alpha_s A^{qg}[(q_o(x_1)+\bar{q}_o(x_1))g_o(x_2)+(1\leftrightarrow 2)]$$

Notre problème se trouve maintenant concentré dans la détermination des deux fonctions A^{qq} et A^{qg}: a priori, ces fonctions dépendent d'une variable sans dimension $Z = \frac{\tau}{x_1x_2}$ qui caractérise le sous processus entre partons et photons; mais nous savons que le traitement perturbatif fait apparaître ces fameux logarithmes dominants qui brisent l'invariance d'échelle. Nous n'avons qu'une seule puissance de logarithme dominant au premier ordre en α_s, et nous pouvons donc écrire en toute généralité :

$$A^{\text{parton parton}} = A^{\text{parton parton}}_{\text{Log Dom.}}(Z)\cdot \text{Log } Q^2 + A^{\text{parton parton}}_{\text{Non Dom.}}(Z)$$

Ecrivons la section efficace de production de dimuons à l'ordre α_1, qui est la somme des contributions (IV-32), (IV-33) et (IV-34):

$$\frac{d\sigma^{\mu^+\mu^-}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9}\cdot\frac{1}{SQ^2}\sum_q e_q^2\int\frac{dx_1}{x_1}\frac{dx_2}{x_2}\Big\{[\delta(1-Z)+\Theta(1-Z)\ \alpha_s(A^{qq}_{LD}(Z)\text{Log } Q^2+A^{qq}_{ND}(Z))]$$

(IV-35)

$$\cdot[q_o(x_1)\bar{q}_o(x_2)+(1\leftrightarrow 2)]+\Theta(1-Z)\alpha_s(A^{qg}_{LD}(Z)\text{Log } Q^2+A^{qg}_{ND}(Z))\cdot[(q_o(x_1)+\bar{q}_o(x_1))g_o(x_2)+(1\leftrightarrow 2)]\Big\}$$

Nous voulons exprimer cette section efficace en fonction des distributions habillées par les mécanismes qui participent à l'ordre α_s à la diffusion de leptons (Fig. IV-8): ces distributions vont absorber les logarithmes dominants de la formule (IV-35)* ; il n'y a par contre aucune règle de ce genre

---

* Ce résultat est démontré à tous les ordres en α_s (Réf. IV-8). Sa justification est relativement simple si nous nous limitons au premier ordre, où il n'apparaît qu'une seule puissance de logarithme dominant. Supposons en effet qu'il reste dans la formule (IV-36) un terme de la forme $\alpha_s A'(Z)\text{Log } Q^2$: ce terme correctif deviendrait constant à la limite des grands Q^2. Ceci serait en contradiction avec une théorie asymptotiquement libre, qui exclut des corrections aussi importantes au modèle des partons, et en particulier à la formule de Drell-Yan, lorsque α_s devient nul.

pour les termes non dominants, et ceux-ci subsistent dans l'expression finale de la section efficace :

$$\frac{d\sigma^{\mu^+\mu^-}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9}\cdot\frac{1}{SQ^2}\sum_q e_q^2\int\frac{dx_1}{x_1}\frac{dx_2}{x_2}\Big\{[\delta(1-Z)+\Theta(1-Z)\alpha_s A'^{qq}_{ND}(Z)].[q(x_1,Q^2)\ \bar{q}(x_2,Q^2)+(1\leftrightarrow 2)]$$

(IV-36)

$$+\Theta(1-Z)\alpha_s A'^{qg}_{ND}(Z)[(q(x_1,Q^2)+\bar{q}(x_1,Q^2))\ g(x_2,Q^2)+(1\leftrightarrow 2)]\Big\}$$

Voilà donc la forme générale de la section efficace de production de dimuons. Celle-ci diffère, dès le premier ordre en α_s, de la formule obtenue par S.D. Drell et T.M. Yan. Le calcul explicite des diagrammes de la figure (IV.7 et 8) conduit aux déterminations suivantes des termes correctifs (Réf. IV-10)

(IV-37)

$$\begin{cases}\alpha_s A'^{qq}_{ND}(Z) = \dfrac{4\alpha_s}{6\pi}\left[\left(1+\frac{4}{3}\pi^2\right)\delta(1-Z)-6-4Z+\dfrac{3}{(1-Z)_+}+2(1+Z^2)\left(\dfrac{\mathrm{Log}(1-Z)}{1-Z}\right)_+\right]\\[2ex]\alpha_s A'^{qg}_{ND}(Z) = \dfrac{\alpha_s}{4\pi}\left[(Z^2+(1-Z)^2)\ \mathrm{Log}(1-Z)+\frac{3}{2}-5Z+\frac{9}{2}Z^2\right]\end{cases}$$

Nous étudierons en détail le calcul de $A'^{qg}_{ND}(Z)$, qui résulte de la contribution de gluons initiaux à la production de dimuons (IV-7c) d'une part, et à la diffusion de leptons (IV-8c) d'autre part.

Le calcul de $A'^{qq}_{ND}(Z)$ est identique par sa forme, mais présente une difficulté technique supplémentaire. Il faut noter que l'interférence de l'ordre 0 en α_s avec la correction du vertex photon-quark (diagrammes IV-7a et IV-8a) ne peut pas être isolée de l'émission d'un gluon (IV-7b et IV-8b) lorsque l'énergie de ce gluon devient nulle. Il faut donc considérer la somme de ces deux contributions, à la fois pour la production de dimuons et pour la diffusion de leptons : Dans les deux cas, cette somme admet une limite finie lorsque l'énergie du gluon devient nulle. C'est de la différence des termes non dominants de chacune de ces limites que provient la partie corrective proportionnelle à la section efficace de Drell-Yan. Cet élément correctif d'ordre α_s correspond à la même cinématique que le modèle de Drell-Yan et ne brise donc pas la forme prédite de la factorisation de la section efficace suivant x_1 et x_2 : Nous noterons δ son amplitude, pour

bien rappeler la présence de la fonction $\delta(1-Z)$:

$$\delta = \frac{4\,\alpha_s}{6\pi}\left(1 + \frac{4}{3}\,\pi^2\right) = 3.00\ .\ \alpha_s \qquad \text{(IV-38)}$$

Pour $\alpha_s \in [.2, .3]$, comme le suggèrent les différentes mesures expérimentales effectuées autour de $Q^2 = 20\ GeV^2$, nous remarquons que la correction δ à elle seule est du même ordre de grandeur que la section efficace de Drell-Yan !

2) *CONTRIBUTIONS DES GLUONS INITIAUX.*

La participation des gluons initiaux est décrite par les diagrammes (IV-7c) pour la production de dimuons et les diagrammes (IV-8c) pour la diffusion de leptons. Nous déterminerons successivement les contributions de chacun de ces mécanismes en fonction des distributions "nues" $q_o(x)$ et $g_o(x)$; nous verrons ensuite comment relier les sections efficaces de production de dimuons et de diffusion de leptons en tenant compte de ces nouvelles contributions.

- Contribution des gluons initiaux à la production de dimuons.

Nous noterons par $\hat{\sigma}$ la section efficace du sous processus entre partons et photons : Dans les configurations étudiées ici, ce sous processus fait intervenir un quark et un gluon dans l'état initial, et nous retrouvons un quark et un photon virtuel dans l'état final. La contribution de ce mécanisme à la production de dimuons s'écrit :

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\mu^+\mu^- \leftarrow g_o} = \sum_q \int_o^1 dx_1\, dx_2\, \Theta(\hat{S}-Q^2) \left\{[q_o(x_1) + \bar{q}_o(x_1)]\, g_o(x_2) + (1 \leftrightarrow 2)\right\} \frac{d\hat{\sigma}_q}{dQ^2} \qquad \text{(IV-39)}$$

où $\hat{S}$ est l'énergie disponible pour le sous processus : $\hat{S} = X_1\, X_2\, S$

Nous remarquons qu'avec la transposition (quark → électron et gluon → photon), les graphes correspondants à ce sous processus sont exactement ceux de la diffusion Compton : Nous pouvons donc utiliser le résultat obtenu en électrodynamique quantique, corrigé d'un facteur $\frac{e_q^2}{6}$ pour

tenir compte de la couleur et de la charge des quarks :

$$(IV\text{-}40)\qquad \frac{d^2\hat{\sigma}_q}{dQ^2 d\hat{t}} = \frac{2\alpha^2\alpha_s}{3\,Q^2}\cdot\frac{e_q^2}{6}\cdot\frac{1}{\hat{S}^2}\left(-\frac{\hat{S}}{\hat{U}}-\frac{\hat{U}}{\hat{S}}-\frac{2\,Q^2\hat{t}}{\hat{S}\,\hat{U}}\right)$$

où $\hat{S}$, $\hat{t}$ et $\hat{U}$ sont les invariants de Mandelstam relatif au sous processus.

Nous avons un pôle en $\hat{U} = 0$ que nous devons régulariser : Nous choisissons pour cela d'associer une masse m aux quarks, et nous devrons utiliser la même méthode de régularisation lors du calcul de la diffusion de leptons. On obtient après intégration sur $\hat{t}$ la formule exacte à l'ordre α_s :

$$(IV\text{-}41)\qquad \left.\frac{d\hat{\sigma}}{dQ^2}\right|_{\mu^+\mu^-\leftarrow g_o} = \frac{\alpha^2\alpha_s e_q^2}{18}\,\frac{\hat{\tau}}{Q^4}\left\{2[(1-\hat{\tau})^2+\hat{\tau}^2]\,\mathrm{Log}\left[\frac{Q^2}{m^2}\,\frac{(1-\hat{\tau})^2}{\hat{\tau}}\right]+(1+7\,\hat{\tau})(1-\hat{\tau})\right\}$$

$$\text{avec } \hat{\tau} = \frac{Q^2}{\hat{S}}$$

Considérons maintenant la somme de cette contribution avec la section efficace à l'ordre 0 en α_s (IV-32) : Cette somme peut s'exprimer exactement au premier ordre en α_s sous la forme :

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o} + \left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\mu^+\mu^-\leftarrow g_o} = \frac{1}{3}\cdot\frac{4\pi\,\alpha^2}{3}\cdot\frac{1}{SQ^2}\sum_q e_q^2\int dX_1 dX_2\;\delta(X_1X_2-\tau)$$

$$(IV\text{-}42)\qquad \cdot X_1X_2\cdot\left\{q(X_1,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o}\cdot\bar{q}(X_2,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o}+(1\leftrightarrow 2)\right\}$$

avec :

$$q(X,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o} = q_o(X)+\frac{\bar{\alpha}_s}{4\pi}\int_X^1\frac{dY}{Y}\,g_o(Y)\left\{[(1-\tfrac{X}{Y})^2+(\tfrac{X}{Y})^2]\,\mathrm{Log}\left[\frac{Q^2}{m^2}\,\frac{(1-\frac{X}{Y})^2}{\frac{X}{Y}}\right]+\frac{1}{2}(1+7\,\tfrac{X}{Y})(1-\tfrac{X}{Y})\right\}$$ (*)

(*) Ces distributions n'ont de sens que dans la formule (IV-42). Nous n'avons pas de factorisation de la production de dimuons :

$$\left.\frac{d\sigma}{dX_1dX_2}\right|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o} \neq \sum e_q^2\left\{q(X_1,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o}\cdot\bar{q}(X_2,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^-\leftarrow q_o+g_o}+(1\leftrightarrow 2)\right\}$$

Nous obtenons ainsi une distribution "habillée" par le mécanisme de matérialisation d'un gluon, à la "mode production de dimuons".

- Contribution des gluons initiaux à la diffusion de leptons :

Nous devons maintenant étudier le sous processus de diffusion d'un photon virtuel sur un gluon. Sa contribution à la section efficace sur un hadron est de la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_{\ell H \leftarrow g_o} = \int_X^1 \frac{dY}{Y}\, g_o(Y)\, \hat{\sigma}\left(\frac{X}{Y}\right) \qquad \text{(IV-43)}$$

La procédure que nous devons suivre pour introduire la structure de la cible est analogue à celle utilisée dans le chapitre II (formules II-7 à II-12). Le sous-processus est caractérisé par un tenseur $\hat{W}_{\mu\nu}$:

$$\hat{W}_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M} \sum_{\substack{\text{états} \\ q\bar{q}}} \frac{1}{2} \langle g|J_\mu|q\bar{q}\rangle\langle q\bar{q}|J_\nu|g\rangle (2\pi)^4\, \delta^4(q + g - k - k') \qquad \text{(IV-44)}$$

Celui-ci peut s'exprimer à l'aide des facteurs de forme $\hat{W}_1$ et $\hat{W}_2$ (et $\hat{W}_3$ pour la diffusion des neutrinos) :

$$\hat{W}_{\mu\nu} = -\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) \hat{W}_1 + \frac{1}{M^2}\left(g_\mu - \frac{g\cdot q}{q^2}\, q_\mu\right)\left(g_\nu - \frac{g\cdot q}{q^2}\, q_\nu\right) \hat{W}_2 \qquad \text{(IV-45)}$$

où q_μ, g_μ sont les composantes des quadri-impulsions du photon et du gluon.

Le jeu consiste maintenant à déterminer explicitement $\hat{F}_2\left(\frac{X}{Y}, Q^2\right) = \lim_{B_j} \nu \hat{W}_2$. Il se décompose essentiellement en 3 étapes :

* Calculer les contractions $g^{\mu\nu} \hat{W}_{\mu\nu}$ et $g^\mu g^\nu \hat{W}_{\mu\nu}$ à partir de l'expression (IV-44) : On doit alors régulariser les divergences en affectant une masse m aux quarks.

* Inverser la formule (IV-45) pour exprimer $\hat{W}_2$ en fonction des contractions $g^{\mu\nu} \hat{W}_{\mu\nu}$ et $g^\mu g^\nu \hat{W}_{\mu\nu}$.

* Passer à la limite de Bjorken : ν et $Q^2 \to \infty$ avec X et Y constants.

Ce qui donne finalement pour $\hat{F}_2$(Réf. IV-11) :

$$\text{(IV-46)} \qquad \hat{F}_2\left(\frac{X}{Y}, Q^2\right) = \text{lim. Bjorken } (\nu \hat{W}_2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_q e_q^2 \, X. \left\{ \left[(1-\frac{X}{Y})^2 + (\frac{X}{Y})^2 \right] \text{Log}\left[\frac{Q^2}{m^2} (\frac{Y}{X} - 1) \right] - 1 + 8\frac{X}{Y} - 8(\frac{X}{Y})^2 \right\}$$

et la formule (IV-43) nous permet alors de calculer la contribution $F_2^{\ell H \leftarrow g_o}$ des gluons à la fonction de structure du hadron cible. Si nous définissons maintenant les distributions effectives de quark à partir de la somme $F_2^{\ell H \leftarrow q_o} + F_2^{\ell H \leftarrow g_o}$, nous obtenons en appliquant la formule (II-17) :

$$\text{(IV-47)} \qquad q(X,Q^2)\Big|_{\ell H \leftarrow q_o + g_o} = q_o(X) + \frac{\alpha_s}{4\pi} \int_X^1 \frac{dY}{Y} \, g_o(X). \left\{ \left[(1-\frac{X}{Y})^2 + (\frac{X}{Y})^2 \right] \text{Log}\left[\frac{Q^2}{m^2} (\frac{Y}{X} - 1) \right] - 1 + 8\frac{X}{Y} - 8(\frac{X}{Y})^2 \right\}$$

Nous avons ainsi une nouvelle fonction de structure "habillée" par le mécanisms de matérialisation d'un gluon, à la "mode diffusion de leptons" cette fois ci. Bien que cette fonction de structure dépend également de Q^2, sa relation avec celles introduites par Politzer est assez limitée : En effet, l'expression (IV-47) ne tient compte que du premier ordre, mais elle en tient totalement compte; en revanche, les fonctions de structure universelles de Politzer ne tiennent compte que des logaritmes dominants, mais à tous les ordres en α_s. Le résultat de Politzer ne concerne donc que la partie qui diverge lorsque m tend vers 0 : Effectivement, cette partie divergente se retrouve dans l'expression (IV-42) qui permet de décrire la production de dimuons.

- Relation entre la production de dimuons et la diffusion de leptons:

Nous devons maintenant exprimer la section efficace de production de dimuons, obtenue en tenant compte des gluons initiaux, en fonction des distributions de partons dérivées de la diffusion de leptons. Il suffit pour cela d'introduire des distributions de la forme (IV-47) dans l'expression (IV-42) de la production de dimuons. En écrivant :

$$(IV\text{-}48)\quad q(X,Q^2)\Big|_{\mu^+\mu^- \leftarrow q_o+g_o} = q(X,Q^2)\Big|_{\ell H \leftarrow q_o+g_o} + \frac{\alpha_s}{4\pi}\int_o^1 \frac{dY}{Y}\ P_{qq}(Y)$$

$$\cdot\left\{\left[(1-\frac{X}{Y})^2+(\frac{X}{Y})^2\right]\mathrm{Log}\left[1-\frac{X}{Y}\right]+\frac{3}{2}-5\,\frac{X}{Y}+\frac{9}{2}(\frac{X}{Y})^2\right\}$$

Nous constatons qu'il est nécessaire d'ajouter un terme correctif à la section efficace obtenue par S.D. Drell et T.M. Yan. Au premier ordre en α_s, ce terme correctif qui prend en compte la participation des gluons initiaux s'écrit :

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\Delta} = \frac{4\pi\,\alpha^2}{9}\cdot\frac{\alpha_s}{4\pi}\sum_q e_q^2\int dX_1 dX_2\ \Theta(X_1X_2-\tau)\Big\{g_o(X_1)\left[q(X_2,Q^2)\Big|_{\ell H\leftarrow q_o+g_o}+\bar{q}(X_2,Q^2)\Big|_{\ell H\leftarrow q_o+g_o}\right.$$

$$\left.+(1\longleftrightarrow 2)\right\}\cdot\frac{\tau}{X_1X_2}\cdot\left\{\left[(1-\frac{\tau}{X_1X_2})^2+(\frac{\tau}{X_1X_2})^2\right]\mathrm{Log}\left[1-\frac{\tau}{X_1X_2}\right]+\frac{3}{2}-5\,\frac{\tau}{X_1X_2}+\frac{9}{2}(\frac{\tau}{X_1X_2})^2\right\}$$

Nous avons ainsi une formule, exacte au premier ordre et exempte de toute divergence, qui permet de relier la production de dimuons et la diffusion de leptons. Nous retrouvons bien l'expression (IV-37) du terme correctif $A'^{qg}_{ND}(\frac{\tau}{X_1X_2})$, en substituant à $q_{\ell H\leftarrow q_o+g_o}$ et $g_o(X)$ les distributions $q(X,Q^2)$ et $g(X,Q^2)$ effectivement mesurées par diffusion inélastique de leptons. Le bien fondé de cette substitution, dès le premier ordre en α_s, constitue néanmoins un point délicat de cette analyse.

3) AMPLITUDES ET PROPRIETES DES CORRECTIONS D'ORDRE α_s.

Appliquons maintenant les formules(IV-36) et (IV-37) sur une réaction que nous pouvons effectivement mesurer : La figure (IV-9) représente l'ensemble de ces corrections, déterminées pour la réaction proton-nucléon à une énergie incidente de 200 GeV/c(α_s = .30 pour $M_{\mu\mu}$ = 4 GeV et α_s = .24 pour $M_{\mu\mu}$ = 8.5 GeV).

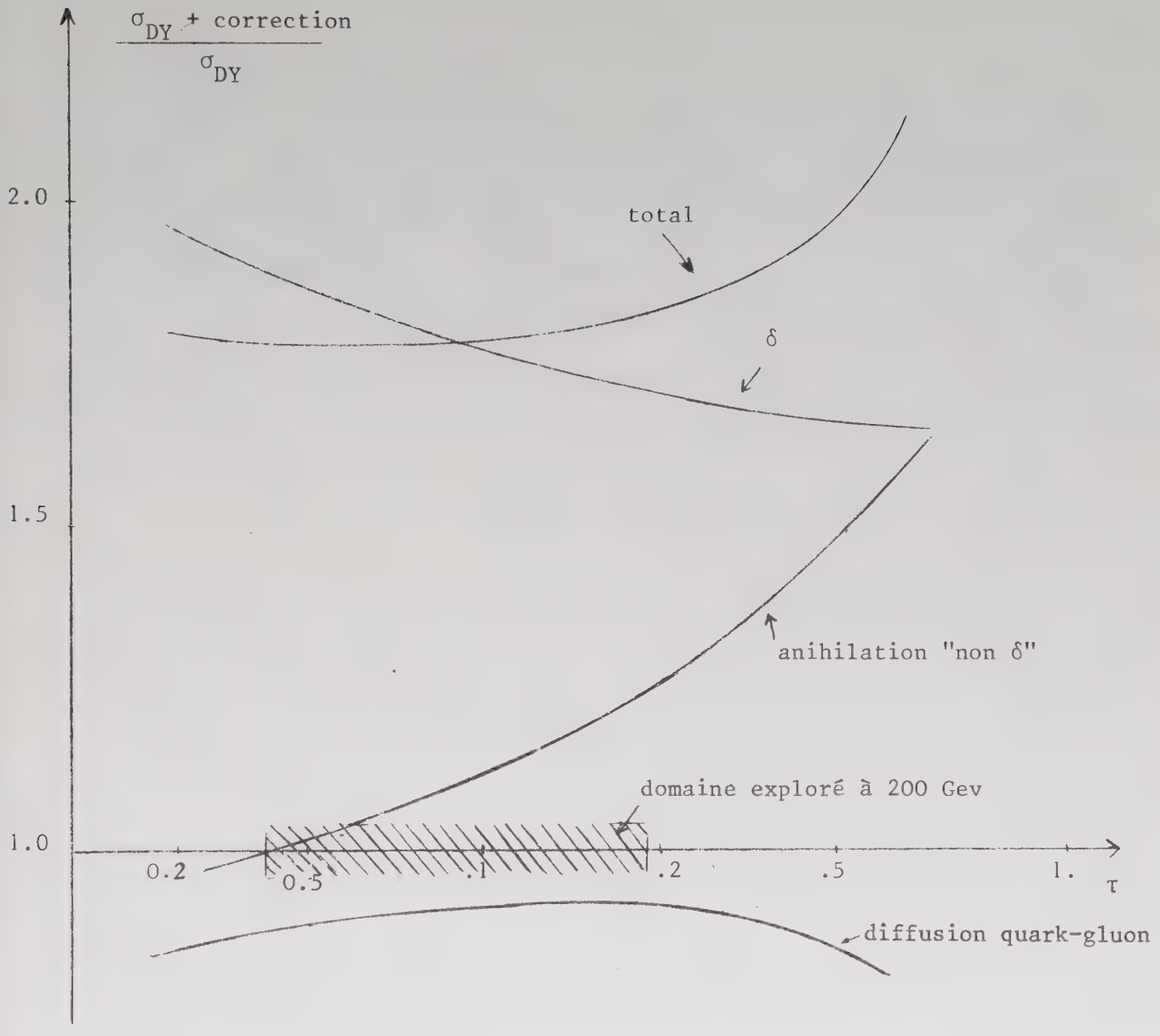


Figure IV-9 : Contribution des termes non dominants à la section efficace (proton-nucleon → $\mu^+ \mu^-$, Pinc = 200 Gev)

Nous constatons que la section efficace de production de dimuons est, à l'ordre α_s, 1.8 fois plus importante que celle prédite par le modèle de Drell-Yan dans la région que nous explorons ($M_{\mu\mu} \in [4, 8.5\ \text{GeV}]$). La correction δ est largement prépondérante jusqu'à $\tau = .2$: Il faut noter que son amplitude ne dépend que de $\alpha_s(Q^2)$, et ne varie donc pas suivant le projectile utilisé.

La correction qui résulte de la participation des gluons initiaux est négative, relativement constante et faible; par contre, la contribution qui provient de l'émission d'un gluon devient importante pour les grandes valeurs de τ, et peut alors troubler la factorisation de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$. Ce point peut être étudié en utilisant l'expression exacte, au premier ordre en α_s, de la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dY}$ de production de dimuons (Réf. IV-12) : Le tableau (IV-1) nous montre la contribution des termes non dominants dans le plan (X_1, X_2) : Nous voyons que la factorisation de $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ prédite par le modèle de Drell-Yan reste vérifiée tant que nous ne nous approchons pas trop des limites cinématiques.

X2 \ X1	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
0.95	1.32	1.68	1.81	1.90	1.99	2.08	2.18	2.31	2.50	2.89
0.85	1.44	1.70	1.79	1.85	1.91	1.98	2.05	2.15	2.28	2.57
0.75	1.51	1.71	1.78	1.83	1.88	1.93	1.99	2.07	2.18	2.41
0.65	1.56	1.72	1.78	1.82	1.86	1.90	1.95	2.01	2.10	2.30
0.55	1.61	1.74	1.78	1.81	1.84	1.87	1.92	1.97	2.04	2.21
0.45	1.66	1.75	1.78	1.81	1.83	1.86	1.89	1.93	1.99	2.13
0.35	1.72	1.78	1.79	1.81	1.82	1.84	1.87	1.90	1.95	2.05
0.25	1.81	1.81	1.81	1.81	1.82	1.83	1.85	1.87	1.90	1.98
0.15	1.96	1.86	1.85	1.84	1.84	1.84	1.84	1.85	1.87	1.91
0.05	2.72	2.13	2.02	1.96	1.93	1.91	1.89	1.88	1.87	1.86

Tableau IV-1 : Rapport $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ (QCD premier ordre) / $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ (Drell-Yan) pour la réaction π^- nucléon avec P_{inc} = 280 GeV/c

La zone hachurée, délimitée par les masses du ψ et de l'Υ (traits pleins) et par $X_{//} = -0.2$ (trait pointillé), correspond au domaine cinématique dans lequel nous mesurons les fonctions de structure.

L'amplitude même de ces corrections fait peser de sérieux doutes sur l'utilisation de formules obtenues au premier ordre du traitement perturbatif. Malheureusement, les tentatives pour calculer la production de dimuons au second ordre ne sont que partielles : Par exemple, seuls les sous-processus

qui interviennent dans la différence $(\pi^- N \to \mu^+\mu^-) - (\pi^+ N \to \mu^+\mu^-)$, ou la différence $(\bar{p}N \to \mu^+\mu^-) - (pN \to \mu^+\mu^-)$, sont pris en compte dans la référence (IV-13). Il faudrait un "Stakhanov de la théorie" pour venir à bout de tous les diagrammes d'ordre α_s^2 qui participent à la production de dimuons et à la diffusion de leptons! Néanmoins, certains termes correctifs importants peuvent être isolés et calculés à tous les ordres du traitement perturbatif :

* La contribution de la correction de vertex (diagrammes IV-7a et IV-8a) est proportionnelle à $\mathrm{Re}[\mathrm{Log}^2(-q^2)]$: Pour la production de dimuons, on a

$$q^2 > 0 \implies \mathrm{Re}[\mathrm{Log}^2(-q^2)] = \mathrm{Log}^2|q^2| + \pi^2$$

et le $\mathrm{Log}^2|q^2|$ disparaît lorsqu'on ajoute la contribution de l'émission d'un gluon réel (diagrammes IV-7b); il se passe la même chose pour la diffusion de leptons, mais le terme π^2 n'apparaît pas car on a $q^2 < 0$. Cette correction proportionnelle à π^2 s'exponentie lorsqu'on considère tous les ordres du traitement perturbatif.

* On peut également isoler dans l'expression (IV-37) de A'^{qq}_{ND} le terme $2(1+Z^2)\left(\frac{\mathrm{Log}(1-Z)}{1-Z}\right)_+$, qui est responsable de la divergence de la correction "Annihilation non δ" au voisinage de la limite cinématique : L'émission de gluons mous dans les processus (IV-7b) et (IV-8b) est à l'origine de ce terme correctif, qui s'exponentie également (Re-sommation des gluons mous Réf. (IV-14)).

Nous pouvons donc reprendre l'expression (IV-37) de $A'^{qq}_{ND}(Z)$:

$$\alpha_s\, A'^{qq}_{ND}(Z) = \frac{4\alpha_s}{6\pi}\left[\underbrace{\pi^2\delta(1-Z) + 2(1+Z^2)\left(\frac{\mathrm{Log}(1-Z)}{1-Z}\right)_+}_{\text{Exponentiation}} + \underbrace{\left(1+\frac{\pi^2}{3}\right)\delta(1-Z) - 6 - 4Z + \frac{3}{(1-Z)_+}}_{?}\right] \qquad \text{(IV-50)}$$

L'expression (IV-50) résume toute notre connaissance du comportement des termes non dominants au delà du premier ordre en α_s.

On peut remarquer sur la figure (IV-9) que les termes que l'on sait exponentier participent pour plus de 70% aux corrections d'ordre α_s, dans le domaine cinématique que nous explorons. Ce point est plutôt positif pour notre expérience, car il semble indiquer que nous devrions retrouver les propriétés du modèle de Drell-Yan à un défaut de normalisation près : La première chose à faire sera néanmoins de bien vérifier la factorisation de $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ suivant la prescription du modèle, et de retrouver les fonctions de structure des nucléons telles qu'elles sont mesurées par diffusion inélastique de leptons. Il est également intéressant de remarquer que ce défaut de normalisation, qui serait voisin de 2, ne devrait pratiquement pas dépendre du projectile, ni de la cible utilisée.

CONCLUSION

Nous avons introduit une théorie dynamique des partons, la chromodynamique quantique. Un important résultat de cette théorie montre que l'amplitude du couplage de l'interaction forte (α_s) diminue et tend vers zéro lorsque l'énergie mise en jeu au cours de la réaction augmente : Cette propriété de l'interaction forte, que l'on appelle la liberté asymptotique, permet d'expliquer l'apparente liberté des partons à l'intérieur des hadrons.

La chromodynamique quantique décrit avec succès les phénomènes physiques étudiés jusqu'à présent, Toute une série d'observations, parmi lesquelles se trouve la mesure du rapport $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$, justifie l'hypothèse de la couleur. Le calcul perturbatif à l'approximation des logarithmes dominants permet de bien comprendre des observations plus délicates, telle que la mesure de l'évolution des fonctions de structure hadroniques ; L'étape suivante sera de vérifier que les termes non dominants, qui apparaissent également lors de ces calculs d'amplitudes, ont bien une signification et des conséquences physiques.

L'étude de la production hadronique de dimuons nous permet d'entreprendre cette ultime vérification du pouvoir prédictif du traitement perturbatif en chromodynamique quantique, C'est en effet les termes non dominants qui sont responsables des corrections que nous devons appliquer au modèle de S.D. Drell et T.M. Yan ; Dans le domaine cinématique que nous explorons, ces corrections se traduisent par un facteur multiplicatif de la section efficace de Drell-Yan voisin de deux, et nous devrions retrouver la structure du nucléon observée par diffusion inélastique de leptons.

CHAPITRE V

LES METHODES D'ANALYSE

INTRODUCTION

Il nous reste maintenant à relier nos mesures expérimentales de production de dimuons aux idées théoriques que nous venons de développer. La tâche n'est pas simple lorsqu'on songe qu'il s'agit de transformer en résultats physiques l'information de quelques cristaux de ferrite alignés sur une bande magnétique. Il nous faudra tout d'abord déchiffrer les enregistrements de notre dispositif expériemental pour reconstruire les évènements observés; il nous faudra également bien comprendre le comportement de ce dispositif expérimental, en simulant la réponse de nos détecteurs pour les réactions étudiées ; nous devrons ensuite comparer nos observations aux résultats de cette simulation, afin de déterminer certains paramètres spécifiques de notre modèle de production de dimuons.

Je développerai les différentes méthodes employées pour mener cette analyse : je m'étendrai plus particulièrement sur la simulation du dispositif expérimental et sur l'introduction de cette simulation dans la détermination des fonctions de structure.

A - RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

Je décrirai successivement et succinctement la reconstruction des trajectoires et la détermination du vertex de la réaction. Nous verrons ensuite la mesure des paramètres physiques des événements et l'erreur associée à couple de variable (X_1, X_2).

1) TRAJECTOIRE ET VERTEX.

La reconstruction des trajectoires débute par la recherche de traces droites dans la région située en aval de l'aimant; ces traces sont ensuite prolongées en amont dans le champ magnétique, ce qui permet de déterminer l'énergie, la position et la détection des particules à la sortie de l'ensemble filtre-absorbeur; elles sont également prolongées en aval vers l'hodoscope T3 chargé de la signature des muons. Nous estimons à 98% l'efficacité de cette reconstruction, compte tenu des tolérances appliquées et de l'efficacité des chambres proportionnelles. La résolution du spectromètre est indiquée sur le tableau (V-1).

	150 - 200 GeV/c	280 GeV/c
σ_P	$5 \times 10^{-4}\ p^2$ (GeV)	$3 \times 10^{-4}\ p^2$ (GeV)
σ_X	0.7 mm	0.5 mm
σ_Y	0.4 mm	0.4 mm
σ_{Θ_x}	0.5 mrd	0.3 mrd
σ_{Θ_y}	0.15 mrd	0.15 mrd

Tableau V-1 : Résolution du spectromètre

Le point de meilleure approche des trajectoires mesurées dans le spectromètre représente une première estimation du vertex. La résolution sur la position de ce vertex le long du faisceau est inversement proportionnelle à l'impulsion transverse des muons observés. Si nous négligeons l'impulsion transverse du photon virtuel, nous obtenons grossièrement :

$$\Delta Z_{\text{vertex initial}} = \frac{25 \text{ cm}}{M_{\mu\mu}(\text{GeV}) . \text{ Sin } \Theta^*}$$

où Θ^* est l'angle de désintégration du dimuon.

Nous remarquons que cette résolution est plus large que la longueur de la cible de platine pour la plupart des événements que nous mesurons. Un vertex final est donc obtenu au terme d'une procédure de décision qui met en jeu les positions des cibles et la réponse du compteur d'interaction Il. Une contamination dangereuse pour l'analyse ultérieure provient de J/ψ produits dans la cible d'hydrogène dont le vertex est reconstruit dans le platine : Nous estimons que 1% des dimuons obtenus sur la cible de platine avec une masse comprise entre 4 et 5 GeV correspondent à de tels événements; cette contamination est concentrée vers les grandes valeurs de cos Θ^*, où notre résolution sur le vertex initial se dégrade.

2) *MESURE DES PARAMETRES PHYSIQUES.*

L'estimation finale de la direction de chacun des muons est obtenue en joignant le vertex reconstruit aux impacts des trajectoires avec le plan de Branson; les impulsions mesurées doivent également être corrigées de la perte d'énergie dans les différents matériaux traversés : Les quadrivecteurs ainsi reconstruits permettent de déterminer les paramètres physiques de la réaction ($M_{\mu\mu}$, P_ℓ, P_t, ...).

Nous nous intéresserons plus particulièrement au couple (X_1, X_2) solution du système (III-4). Nous avons 4 sources d'erreur non corrélées sur la mesure de ces paramètres : La dispersion du faisceau, le mouvement de Fermi dans le noyau cible, la résolution en impulsion du spectromètre et la diffusion multiple dans l'ensemble filtre-absorbeur. Nous pouvons estimer l'erreur associée à ces différents effets à partir des formules approchées de (X_1, X_2) :

$$\text{(V-1)} \qquad \begin{cases} X_1 \approx \dfrac{E + P_\ell}{E_{cm} + P_{cm}} \\ X_2 \approx \dfrac{E - P_\ell}{E_{cm} - P_{cm}} \end{cases}$$

où (E, P_ℓ) et (E_{cm}, P_{cm}) sont respectivement l'énergie impulsion du photon virtuel et du centre de masse de la réaction (voir définition des invariants X^+ et X^-, formule III-6).

Nous noterons $P^+(P^-)$ l'impulsion du $\mu^+(\mu^-)$, P_{inc} l'impulsion du projectile et f la composante longitudinale du mouvement de Fermi dans le noyau cible. Nous avons dans le laboratoire :

$$E + P_\ell \approx 2\,(P^+ + P^-) \quad , \quad E - P_\ell \approx M_{\mu\mu}^{\,2} / 2(P^+ + P^-)$$

$$E_{cm} + P_{cm} \approx 2\,P_{inc} \quad , \quad E_{cm} - P_{cm} \approx m_p - f$$

Dispersion du faisceau :

La dispersion du faisceau n'introduit d'erreur que sur X_1 :

$$(V\text{-}2) \qquad \left\langle \left(\frac{dX_1}{X_1}\right)^2 \right\rangle = \left(\frac{\sigma_{P_{inc}}}{P_{inc}}\right)^2$$

Nous supposons que la distribution de l'énergie incidente est bien décrite par une distribution carrée de largeur ± 1.4% à 150 et 200 GeV/c, de largeur ± 8.5% à 280 GeV/c : Ces largeurs doivent donc être divisées par $\sqrt{3}$ pour obtenir le σ de la distribution de l'énergie incidente.

Mouvement de Fermi :

Seul X_2 est affecté par le mouvement de Fermi :

$$\left\langle \left(\frac{dX_2}{X_2}\right)^2 \right\rangle = \frac{1}{m_p^2} \left\langle (f)^2 \right\rangle$$

L'impulsion F du nucléon cible est distribué suivant une densité constante à l'intérieur d'une sphère de rayon F_{max} = 240 MeV, pour le platine . f est la projection de F sur la direction du faisceau, et nous avons :

$$(V\text{-}3) \qquad \left\langle (f)^2 \right\rangle = \frac{1}{5} F_{max}^{\,2}$$

Résolution du spectromètre

L'incertitude sur la mesure des impulsions dans le spectromètre est responsable d'une erreur à la fois sur X_1 et sur X_2 :

$$< \left(\frac{dX_1}{X_1}\right)^2 > = \frac{1}{(P_+ + P_-)^2} \left[(\sigma_{p_+})^2 + (\sigma_{p_-})^2\right]$$

$$< \left(\frac{dX_2}{X_2}\right)^2 > = \frac{1}{(P_+ + P_-)^2} \left[\left(\frac{P_-}{P_+}\ \sigma_{p_+}\right)^2 + \left(\frac{P_+}{P_-}\ \sigma_{p_-}\right)^2\right]$$

$$< \frac{dX_1 dX_2}{X_1\ X_2} > = \frac{1}{(P_+ + P_-)^2} \left[\frac{P_-}{P_+} (\sigma_{p_+})^2 + \frac{P_+}{P_-} (\sigma_{p_-})^2\right]$$

Pour une désintégration symétrique, ce qui est le cas le plus probable, ces formules se simplifient et nous obtenons :

$$(V\text{-}4) \qquad < \left(\frac{dX_1}{X_1}\right)^2 > \ = \ < \left(\frac{dX_2}{X_2}\right)^2 > = < \frac{dX_1 dX_2}{X_1\ X_2} > = \frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_p}{P}\right)^2$$

où on peut prendre $P = \frac{1}{2} X_1 P_{inc}$ et la valeur de σ_p indiquée dans le tableau (V-1).

Diffusion multiple

La diffusion multiple introduit une incertitude sur la mesure de l'angle d'ouverture du dimuon. Nous avons alors :

$$< \left(\frac{dX_2}{X_2}\right)^2 > \ = \ 4 \ < \left(\frac{d\Theta}{\Theta}\right)^2 >$$

Nous noterons Θ_1 l'angle projeté des deux traces mesurées dans le spectromètre et Θ_2 l'angle obtenu en joignant le vertex aux impacts de ces traces avec le plan médian de l'ensemble filtre-absorbeur (voir figure V-1).

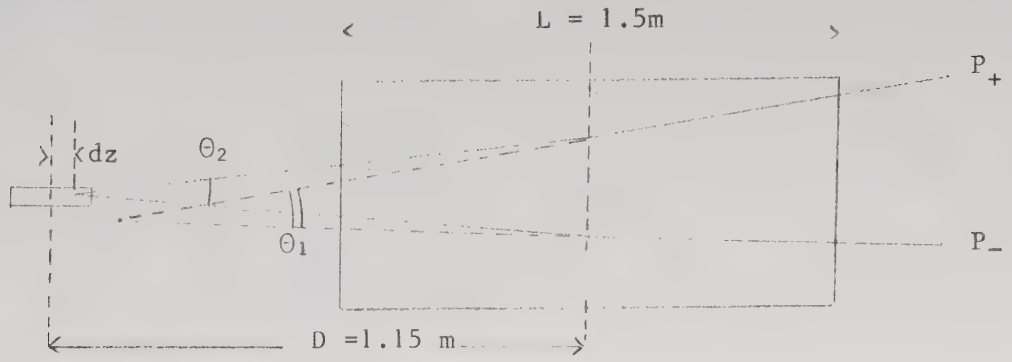


Figure V-1 : Diffusion multiple dans l'ensemble filtre-absorbeur .

$$\varepsilon_\Theta = 0.015 \text{ Gev}\sqrt{\frac{L}{L_R}} = 0.135$$

L'incertitude sur Θ_1 provient de la déviation des trajectoires qui résulte de la diffusion multiple :

$$< (d\Theta_1)^2 > = \varepsilon_\Theta^2 \left(\frac{1}{P_+^2} + \frac{1}{P_-^2}\right)$$

L'incertitude sur Θ_2 provient par contre du déplacement des trajectoires :

$$< (d\Theta_2)^2 > = \frac{1}{12} \varepsilon_\Theta^2 \left(\frac{1}{P_+^2} + \frac{1}{P_-^2}\right) \left(\frac{L}{D}\right) + \Theta^2 \frac{<(dZ)^2>}{D^2}$$

Ces deux incertitudes ne sont pas corrélées et nous avons :

$$< (d\Theta)^2 > = \frac{< (d\Theta_1)^2 > . < (d\Theta_2)^2>}{< (d\Theta_1)^2 > + < (d\Theta_2)^2>}$$

Nous obtenons finalement pour une désintégration symétrique ($P_+ = P_- = \frac{M}{\Theta}$) :

$$(V\text{-}5) \qquad < \left(\frac{dX_2}{X_2}\right)^2 > = \frac{8 \varepsilon_\Theta^2 \left[\frac{1}{6} \varepsilon_\Theta^2 \left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{1}{M^2} + \frac{<(dZ)^2>}{D^2}\right]}{\varepsilon_\Theta^2 \left[2 + \frac{1}{6}\left(\frac{L}{D}\right)^2\right] + M^2 \frac{<(dZ)^2>}{D^2}}$$

Les valeurs numériques des incertitudes ainsi calculées sont résumées dans le tableau (V-2).

		Faisceau	Fermi	Spectromètre	Diffusion multiple	Erreur maximale
150 GeV/c	$< (\frac{dX_1}{X_1})^2 >$	$0.653\ 10^{-4}$	-	$7.03\ 10^{-4}\ X_1^2$	-	$(\ 3\%)^2$
	$< (\frac{dX_2}{X_2})^2 >$	-	$1.31\ 10^{-2}$	$7.03\ 10^{-4}\ X_1^2$	$\frac{0.346 + 0.0292/X_1X_2}{0.0435 + 0.0639\ X_1X_2}\ 10^{-4}$	$(\ 12\%)^2$
200 GeV/c	$< (\frac{dX_1}{X_1})^2 >$	$0.653\ 10^{-4}$	-	$12.5\ 10^{-4}\ X_1^2$	-	$(\ 4\%)^2$
	$< (\frac{dX_2}{X_2})^2 >$	-	$1.31\ 10^{-2}$	$12.5\ 10^{-4}\ X_1^2$	$\frac{0.346 + 0.0219/X_1X_2}{0.0435 + 0.0851\ X_1X_2}\ 10^{-4}$	$(\ 12\%)^2$
280 GeV/c	$< (\frac{dX_1}{X_1})^2 >$	$2.08\ 10^{-4}$	-	$8.82\ 10^{-4}\ X_1^2$	-	$(\ 3\%)$
	$< (\frac{dX_2}{X_2}) >$	-	$1.31\ 10^{-2}$	$8.82\ 10^{-4}\ X_1^2$	$\frac{0.346 + 0.0157/X_1X_2}{0.0435 + 0.119\ X_1X_2}\ 10^{-4}$	$(\ 12\%)^2$

Tableau V-2 : Erreur de mesure sur $(X_1\ ,\ X_2)$ pour des désintégrations symétriques.

B - SIMULATION

Le rôle du programme de simulation est de traduire une modélisation de la production de dimuons en quantité effectivement mesurée expérimentalement. Je décrirai successivement la génération des événements, le transport des particules au travers de l'appareillage, la simulation du déclenchement et la reconstitution des paramètres physiques observés.

1) GENERATION

Il nous faut tout d'abord répertorier les degrés de liberté du système que nous voulons représenter. Nous avons :

* 2 particules dans l'état initial ; les masses sont ici déterminées et la description des impulsions nécessite 6 paramètres.
* Un point d'interaction; le vertex est déterminé par ses 3 coordonnées.
* 2 muons dans l'état final; il nous faut alors 6 paramètres pour décrire les impulsions des muons produits.

Nous devons donc tout d'abord spécifier le projectile, les conditions du faisceau et la cible considérée. Le programme de simulation peut alors tirer une énergie incidente en tenant compte de la dispersion du faisceau, un mouvement de Fermi si on étudie les interactions sur le platine ou sur l'absorbeur, et un vertex dont la position dépend de la tache du faisceau et de son atténuation dans la cible. Ces paramètres définissent les conditions initiales, et notamment l'énergie-impulsion du centre de masse de la réaction : L'état final sera décrit sans ambiguité par les 6 paramètres physiques du dimuon que sont X_1, X_2, P_{t_x}, P_{t_y} et les angles de désintégration (θ, φ):
Dans les premiers temps de notre analyse, ces paramètres furent tirés suivant des distributions théoriques ou suivant les résultats expérimentaux disponibles ; Nous avons maintenant des mesures précises de l'impulsion transverse (tableau III-1) et des distributions angulaires de désintégration du dimuon (Réf. III-8); la distribution du couple (X_1, X_2) fait précisément l'objet de la modélisation que nous étudierons par la suite (Chapitre VI).

2) TRANSPORT DES PARTICULES.

Les deux muons sont propagés dans le spectromètre en tenant compte de la perte d'énergie et de la diffusion multiple dans les matériaux denses qui sont traversés (cible, ensemble filtre-absorbeur et mur de fer en aval du spectromètre). Le passage dans un champ magnétique constitue généralement une opération onéreuse en temps de calcul. La géométrie relativement simple des événements nous a permis de développer une méthode de simulation rapide et précise de la déflexion dans l'aimant du Lézard : Je consacre le restant de ce sous-paragraphe à la description de cette méthode.

Considérons la projection d'une trajectoire sur un plan horizontal (vertical) où nous notons $\alpha(\beta)$ la pente de la trace en amont du champ magnétique : la déflexion peut alors se résumer à l'abcisse $Z_H(Z_V)$ du point d'interaction de la trace entrante avec la trace sortante, et à l'angle $\Theta_H(\Theta_V)$ entre ces deux tràces (voir figure V-2).

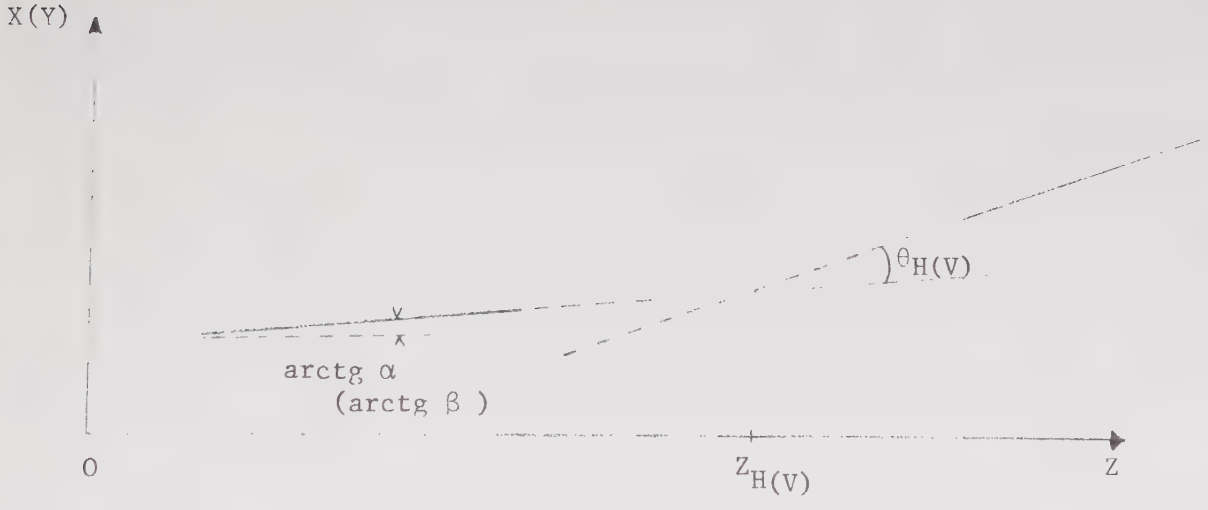


Figure V-2 : Projection de la déflexion sur un plan horizontal (vertical).

Nous avons alors l'expression exacte de la déflexion horizontale :

$$(V\text{-}6)\qquad \begin{cases} \Theta_H = \int \frac{0.3}{P} \; F_H(\vec{B},\, u,\, v)\; d\ell \\ Z_H = \int Z(1+u^2)\; F_H(\vec{B},\, u,\, v)\; d\ell \Big/ \int (1+u^2) F_H(\vec{B},\, u,\, v)\, d\ell \end{cases}$$

avec :

$$F_H(\vec{B},\ u,\ v) = B_y - \frac{v}{1+u^2}\ (u\ B_x + B_z)$$

Notre problème est d'obtenir une bonne approximation des intégrales de la formule (V-6), qui sont calculées le long de la trajectoire réelle, où (u, v, 1) représentent les cosinus directeurs de la tangente au point courant. Nous introduisons pour cela les intégrales :

$$H_1(u,\ v) = \int F_H(\vec{B},\ u,\ v)\ d\ell$$
$$H_2(u,\ v) = \int Z\ F_H(\vec{B},\ u,\ v)\ d\ell$$

calculées le long de droites issues du centre de la cible considérée, et de cosinus (U, V, 1) : La déflexion d'une particule très énergique qui provient effectivement du centre de la cible s'obtient pour U = α et V = β; dans le cas général, nous devons additionner les corrections suivantes :

* La particule ne provient pas du centre de la cible : La position apparente du vertex par rapport au centre de la cible est définie par les déplacements (ΔX_o, ΔY_o, ΔZ_o) qui sont petits en regard de la distance D qui sépare la cible du centre de l'aimant (figure V-3) :

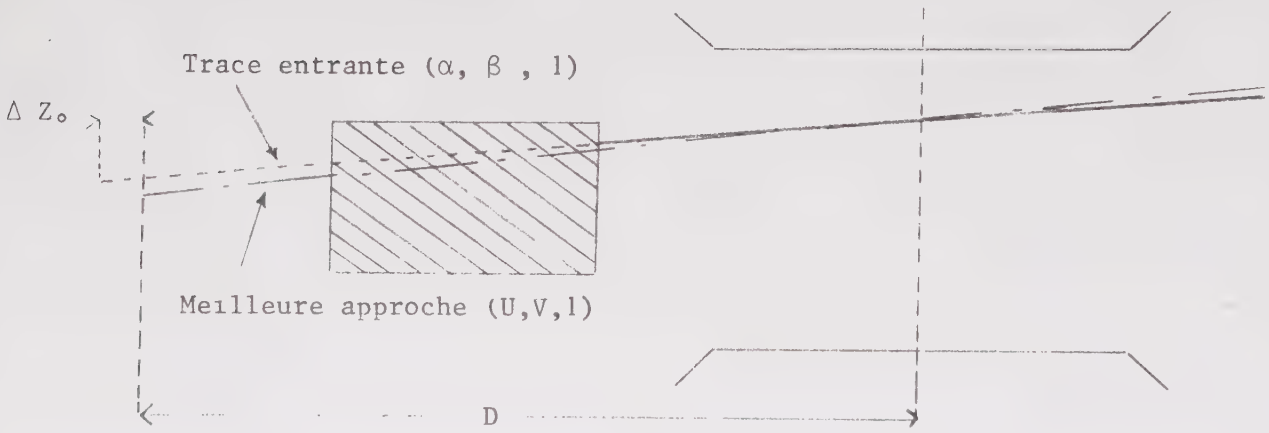


Figure V-3 : Cas d'un vertex non centré.

Les cosinus directeurs de la droite issue du centre de la cible et qui représente la meilleure approche de la trajectoire sont :

$$(V\text{-}7) \qquad \begin{cases} U = \alpha + \dfrac{\Delta X_o - \alpha \Delta Z_o}{D} \\ V = \beta + \dfrac{\Delta Y_o - \beta \Delta Z_o}{D} \end{cases}$$

et nous avons alors un allongement du parcours dans le champ magnétique de la forme $\lambda \Delta Z_o(\alpha^2 + \beta^2)$.

* La déflexion écarte la trajectoire de sa direction initiale : Nous avons une première estimation de la déviation dans l'aimant en prenant une intégrale de champ constante (4 Tesla mètre) et alignée suivant la verticale (figure V-4)

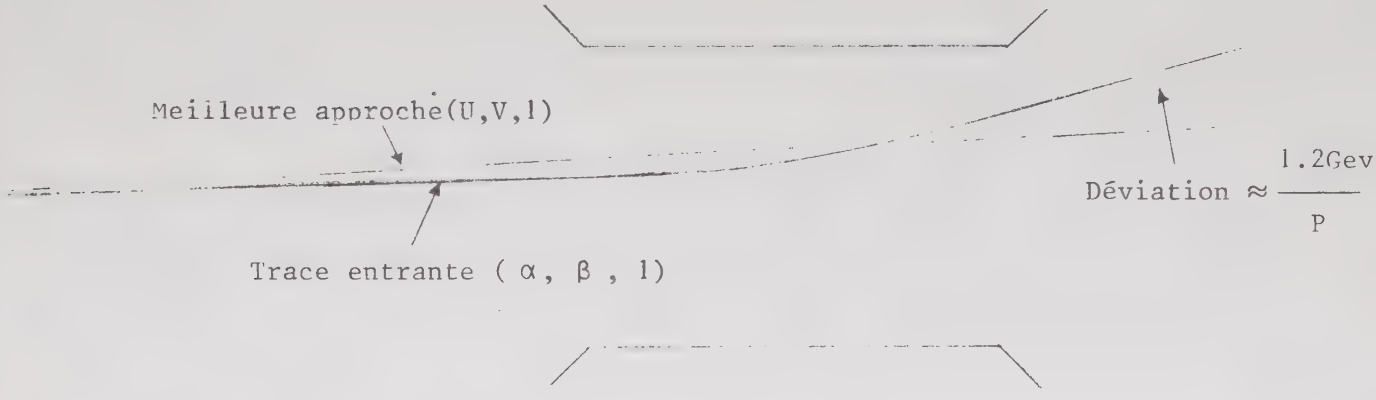


Figure V-4 : Effet de la courbure (Plan XOZ)

Cette première estimation nous incite à introduire un terme correctif en 1/p sur α :

$$(V\text{-}8) \qquad \begin{cases} U = \alpha + \dfrac{\mu}{p} \\ V = \beta \end{cases}$$

et nous avons également un allongement du parcours dans le champ magnétique de la forme ν/p.

Nous obtenons donc une expression approchée de la déflexion projetée sur un plan horizontal :

$$(V\text{-}9) \qquad \begin{cases} \Theta_H = \dfrac{0.3}{P} \cdot H_1(U, V) \cdot (1 + \Delta L) \\ Z_H = H_1(U, V) \,/\, H_2(U, V) \end{cases}$$

avec

$$U = \alpha + \frac{\Delta X_o - \alpha \Delta Z_o}{D} + \frac{\mu}{p}$$

$$V = \beta + \frac{\Delta Y_o - \alpha \Delta Z_o}{D}$$

$$\Delta L = \lambda \Delta Z_o (\alpha^2 + \beta^2) + \frac{\nu}{p^2}$$

Nous avons des formules analogues pour la déflexion projetée sur un plan vertical :

$$(V\text{-}10) \qquad \begin{cases} \Theta_V = \dfrac{0.3}{P} V_1(U, V) (1 + \Delta L) \\ Z_V = V_1(U, V) \,/\, V_2(U, V) \end{cases}$$

avec

$$V_1(U, V) = \int [- B_x + \frac{U}{1+V^2}(V B_y + B_z)] \, d\ell$$

$$V_2(U, V) = \int Z[- B_x + \frac{U}{1+V^2}(V B_y + B_z)] \, d\ell$$

Les coefficients λ, μ, ν sont finalement ajustés de façon à ce que les formules (V-9) et (V-10) reproduisent le plus fidèlement possible les déflexions obtenues avec un programme très sophistiqué de simulation de champ magnétique (Réf. V-1). Ces termes correctifs sont relativement faibles, on obtient par exemple pour la cible de platine avec la disposition utilisée à 150 GeV/c et 200 GeV/c :

$$\lambda = 0.9 \ m^{-1} \quad , \quad \mu = 0.17 \ GeV \quad , \quad \nu = 0.12 \ GeV^2$$

Nous pouvons obtenir rapidement les valeurs numériques de $H_1(U, V)$, $H_2(U, V)$, $V_1(U, V)$, $V_2(U, V)$ à partir de cartes d'intégrales de champ : La figure (I-8 c) représente la carte qui correspond à $H_1(U, V)$.

Nous avons comparé les résultats de cette méthode avec ceux de la simulation "pas à pas" du champ magnétique déjà citée (Réf. V-1). Pour toutes les traces susceptibles de provenir d'un dimuon, la précision avec laquelle ces deux méthodes coincident est très nettement meilleure que la résolution du spectromètre (Tableau V-2). Notre gain en temps de calcul par rapport à la méthode "pas à pas" est de plus de trois ordres de grandeur : C'est cette rapidité d'exécution qui est à l'origine de la grande souplesse avec laquelle nous avons utilisé le programme de simulation, et qui constitue un point fort de notre analyse.

3) *SIMULATION DU DECLENCHEMENT*

Nous avons maintenant les impacts des deux muons dans les différents détecteurs, et nous pouvons directement simuler la logique du déclenchement décrite dans le Chapitre I. Il est par contre bien plus délicat de simuler correctement la réponse des éléments de déclenchement en tenant compte des pannes et des inefficacités, globales et locales. Nous disposons de 3 sources d'informations pour répertorier l'ensemble de ces défauts :

* Nous avions la possibilité de mesurer directement l'efficacité des détecteurs à l'aide d'un faisceau de muons que nous dirigions à volonté au travers du spectromètre. Cette étude était entreprise pendant des périodes de calibration durant lesquelles nous ne pouvions rien faire d'autre ; Ceci présente l'inconvénient majeur de réduire le temps disponible pour nos mesures; les conditions réelles d'utilisation de l'ensemble expérimental peuvent également modifier les efficacités ainsi mesurées, et notamment celles des détecteurs soumis à des taux de comptage importants.

* Nous avons déjà souligné qu'il existe un recouvrement partiel des déclenchements 1 et 2 : Nous pouvons nous servir du sous ensemble des événements observés qui doivent théoriquement satisfaire ces deux déclenchements pour mesurer l'efficacité des chambres proportionnelles

CP2, M1 et M2. L'avantage de cette méthode est qu'elle nous offre une mesure dynamique des pertes d'efficacité sous les conditions réelles d'utilisation de l'appareillage; de plus, les quelques centaines de milliers de J/ψ que nous avons enregistrés permettent une étude précise des défauts locaux de nos détecteurs. Malheureusement, cette méthode n'est d'aucune utilité en ce qui concerne les secteurs T2. T3; elle ne peut pas non plus explorer la région centrale comprise entre 6 mrd et 15 mrd, qui est en dehors de l'acceptance du déclenchement 2.

* Nous pouvons enfin consulter le "livre de bord" de l'expérience, sur lequel sont théoriquement notées toutes les modifications et toutes les pannes détectées pendant le déroulement de l'expérience. Paradoxalement, ce décryptage s'est avéré être le travail le plus pénible et le plus aléatoire de notre recherche des défauts d'efficacité dans le Lézard.

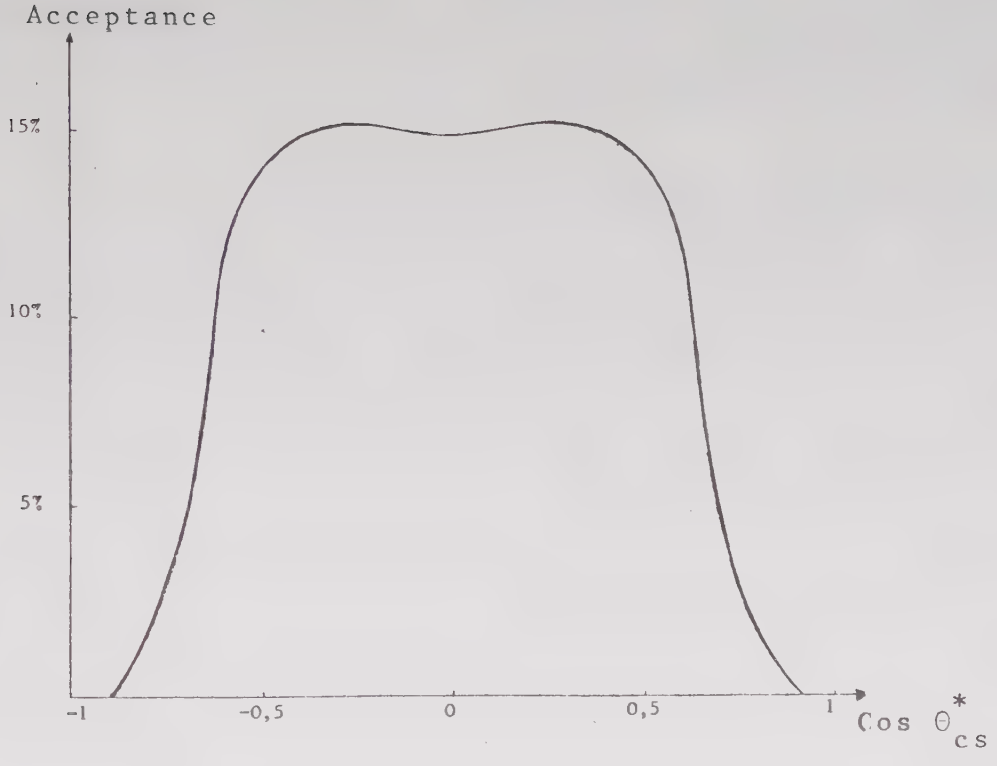
Nous obtenons ainsi tout un catalogue de cables débranchés, de fils inefficaces, d'amplificateurs et de contacts cassés, que nous prenons en compte dans la simulation du déclenchement. La partie du spectromètre qui se trouve proche de l'axe du faisceau, où le flux incident devient important reste cependant assez mal connue : Nous devrons en particulier envisager une variation de l'efficacité des lattes centrales de l'hodoscope T3 lors de l'estimation des erreurs systématiques liées à la simulation.Nous sommes donc maintenant en mesure de dire si un événement donné, que nous appellerons un "essai", est susceptible d'être observé expérimentalement, ce que nous appellerons "un essai accepté". Nous pouvons définir une acceptance pour chacune des variables physiques qui participent à la génération en prenant le rapport du nombre d'essais acceptés sur le nombre d'essais : Il est bien entendu que cette acceptance dépend alors des distributions des 5 autres variables qui participent également à la génération. Ainsi la figure V-5 représente l'acceptance suivant l'angle Θ^* de désintégration du dimuon, mais il faut bien spécifier que :

1) $X_1 = 0.8$

2) X_2 est généré conformément au modèle de Drell-Yan, (structure du nucléon ≡ C.D.H.S. Chapitre II), avec $M_{\mu\mu} > 4$Gev

3) P_{t_x}, P_{t_x} sont générés suivant nos mesures (Tableau III-1)

4) φ est généré isotrope



Figure(V-5):Acceptance $\cos\Theta^*$ dans le referentiel de Collins et Soper

4) RECONSTITUTION DES PARAMETRES PHYSIQUES.

La prise en compte des erreurs de mesure nécessite de prolonger notre simulation jusqu'à la reconstitution des paramètres physiques des "essais transformés". Nous prenons alors les traces qui se présentent à la sortie de l'absorbeur, nous les convoluons par la résolution du spectromètre (Tableau V-1)

et nous leur appliquons enfin la même procédure de recherche du vertex que celle utilisée pour les événements réels.

Nous disposons ainsi d'une méthode qui permet de transformer des distributions générées suivant un modèle que nous voulons tester en des distributions simulées que nous pouvons directement comparer aux distributions observées expérimentalement. Le temps de traitement d'un "essai" est de 2ms de CDC 7600, et nous pouvons aisément générer un nombre d'événements tel que l'erreur statistique associée à la simulation se trouve négligeable en regard de celle associée à nos mesures expérimentales.

C) COMPARAISON DE LA SIMULATION AVEC L'OBSERVATION

Nous devons définir une méthode pour comparer les distributions obtenues au terme de notre simulation avec les distributions effectivement observées. Nous verrons comment construire la fonction de vraisemblance, comment introduire notre simulation dans un programme de minimisation et quelles sont les coupures que doivent vérifier les événements pris en compte dans notre analyse de la production de dimuons.

1) *LA FONCTION DE VRAISEMBLANCE*

Notre modèle de génération dépend d'un jeu de paramètres (α) que nous voulons déterminer; notre simulation permet d'évaluer la densité de probabilité $P(X, \alpha)$, d'observer un événement caractérisé par ses variables physiques (X). Nous pouvons alors introduire la probabilité d'observer N événements indépendants :

$$P(\ldots X_i \ldots\ldots, \alpha) = \prod_{i=1}^{N} P(X_i, \alpha) \qquad \text{(V-11)}$$

Cette expression peut être considérée comme une fonction des paramètres (α), les (X_i) étant fixés par l'observation expérimentale : Notre détermination de (α) revient à rechercher le maximum de cette fonction, que nous appelons fonction de vraisemblance. Pour fixer les idées, disons tout de suite que les paramètres (α) seront les coefficients qui apparaissent dans une paramétrisation des fonctions de structure hadroniques, et que les variables (X) seront le couple (X_1, X_2) associé aux dimuons observés.

Si le problème est bien posé sur le plan conceptuel, l'évaluation pratique de $P(X, \alpha)$ se heurte à un sérieuse difficulté : Le résultat de la simulation est en effet une distribution discrète de points que nous devons d'abord transformer en une distribution continue, et que nous devons ensuite intégrer de façon à bien normaliser notre densité de probabilité. Cette opération doit être entreprise avec une grande précision, au risque de fausser la position du maximum de la fonction de vraisemblance : Nos échantillons expérimentaux représentent typiquement 10^4 événements, ce qui veut dire que la normalisation de la densité de probabilité sera élevée à la puissance 10^4 dans la formule (V-11) et la précision requise pose un problème de calcul numérique non trivial.

Nous pouvons contourner cette difficulté en approximant la densité de probabilité par une "fonction en escalier". Nous découpons l'espace de phase en cellules et nous notons $S(n, \alpha)$ le nombre "d'essais acceptés" qui sont reconstitués dans le $n^{ème}$ cellule. La densité de probabilité

$$P(n, \alpha) = \frac{S(n, \alpha)}{\sum_n S(n,\alpha)}$$

est maintenant parfaitement normalisée.

Nous notons $O(n)$ le nombre d'événements observés dans la $n^{ème}$ cellule, et la fonction de vraisemblance (V-11) devient :

(V-12)
$$FV(\alpha) = \sum_n \left(\frac{S(n,\alpha)}{\sum_n S(n, \alpha)}\right)^{O(n)}$$

Il est plus intéressant, pour le calcul numérique, d'introduire le logarithme de la fonction de vraisemblance. Comme nous disposons de programmes de minimisation, c'est en fait le minimum de $-\mathrm{Log}[FV(\alpha)]$ que nous recherchons

(V-13)
$$-\mathrm{Log}[FV(\alpha)] = \left[\sum_n O(n)\right] \mathrm{Log}\left[\sum_n S(n, \alpha)\right] - \left[\sum_n O(n) \mathrm{Log}\, S(n, \alpha)\right]$$

2) PROGRAMME DE MINIMISATION

Le programme MINUIT (Réf.V-2) est un algorithme très sophistiqué de recherche de minimum parfaitement adapté au problème auquel nous sommes confrontés. Son déroulement nécessite néanmoins de calculer un très grand nombre de fois l'expression (V-13), pour différentes valeurs des paramètres (α) : il est impensable, pour des raisons de temps de calcul, de recommencer la procédure de simulation à chaque modification de ces paramètres (α). J'ai donc été amené à développer une méthode qui permet d'estimer rapidement la répartition $S(n,\alpha)$ des évènements simulés.

Nous considérons des "distributions en escalier", que nous prendrons uni-dimentionnelles pour commencer (Distribution suivant la variable X_1 par exemple). Les "essais" sont générés suivant une distribution $G(\ell,\alpha)$ que la simulation transforme en une distribution $S(n,\alpha)$. Un "essai" qui provient de la $\ell^{ème}$ cellule peut très bien, lorsqu'il est accepté, être reconstitué dans une cellule $n \neq \ell$ (voir figure V-6).

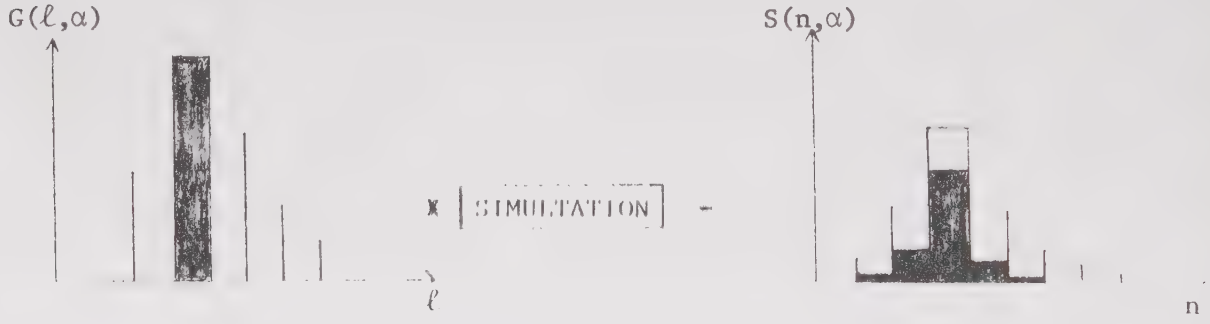


Figure V-6 : Simulation sur des distributions en escalier

L'étalement qui résulte de la résolution expérimentale est représenté en sombre.

Notre simulation peut donc être représentée par une matrice qui ne dépend pas du jeu de paramètres (α) : l'élément de matrice $a(n|\ell)$ est la proportion des "essais" de la $\ell^{ème}$ cellule qui sont successivement acceptés et reconstitués dans la $n^{ème}$ cellule. Il faut noter que cette représentation matricielle n'est rigoureuse que si nous générons les "essais" suivant des "distributions en escalier" dont le pas est fixé une fois pour toute. Les modèles

que nous voulons étudier se traduisent en fait par des distributions continues : la précision de la méthode matricielle dépend alors de la précision avec laquelle ces distributions continues peuvent être approximées par des "distributions en escalier" qui répondent aux critères pré-cités.

Si nous considérons le modèle de Drell-Yan, nous nous apercevons que le terme en $\frac{1}{X_1}^2$ de la formule (III-13) est responsable d'une rapide évolution de la distribution de génération suivant X_1 : si ΔX_1 est la dimension d'une cellule, la variation relative de la section efficace à l'intérieur de cette cellule sera en général de l'ordre de $\frac{\Delta X_1}{X_1}$. Or cette variation relative représente la précision avec laquelle la distribution de génération peut être approximée par une "distribution en escalier". Ceci nous incite à introduire un pas variable proportionnel à X_1 : $\Delta X_1 = 0.05\ X_1$.

Cette option représente également l'avantage de limiter le nombre d'éléments de matrice $a(n|\ell)$ que nous devons prendre en compte : notre résolution sur X_1 ($\sim$ 3 %, tableau V-2) est telle que les éléments $a(n|\ell)$ deviennent négligeables pour $|n-\ell| \geq 3$. Nous utilisons finalement une matrice approchée :

$$\begin{cases} a'(n|\ell) = 0 \quad \text{pour} \quad |n-\ell| \geq 3 \\ a'(\ell \pm 2\ |\ell) = \sum_{\pm(n-\ell) \geq 2} a(n|\ell) \\ a'(n|\ell) = a(n|\ell) \quad \text{pour} \quad |n-\ell| \leq 1 \end{cases}$$

Il faut également remarquer que cette matrice n'est pas carrée : la résolution expérimentale est responsable de l'observation d'évènements au-delà de la limite cinématique $X_1 = 1$, ce qui est bien reproduit par la simulation et pris en compte par cette représentation matricielle.

Cette méthode se généralise aisément pour des distributions bi-dimensionnelles : notre élément de matrice devient alors $a(m,n|k,\ell)$, qui représente la proportion des "essais" de la cellule (k,ℓ) qui sont successivement acceptés et reconstitués dans la cellule (m,n). Nous prendrons également un pas variable suivant X_2 : nous pourrons nous limiter aux éléments $a(m,n|k,\ell)$ tels que $|m-k| < 3$ avec des cellules de dimension $\Delta X_2 = 0.1\ X_2$.

Les évènements que nous mesurons sont situés dans la région limitée par $X_1 \in [0.1, 1.05]$ et $X_2 \in [0.05, 0.6]$: Cette région est découpée en 48 × 26 cellules et nous considérons les 25 éventualités suivant lesquelles un "essai" généré dans une cellule (k,ℓ) peut venir peupler une cellule (m,n) telle que $|n-\ell| \leq 2$ et $|m-k| \leq 2$. Nous avons donc finalement une transformation linéaire qui dépend de $48 \times 26 \times 25 = 31200$ coefficients. Nous serons amenés à introduire dans un même programme 3 transformations de ce genre, pour étudier simultanément les réactions $\pi^{\pm}$-platine et proton-platine. Nous voyons alors que le nombre de mémoires disponibles dans un calculateur ne nous permet pas d'envisager un découpage beaucoup plus fin du plan (X_1, X_2).

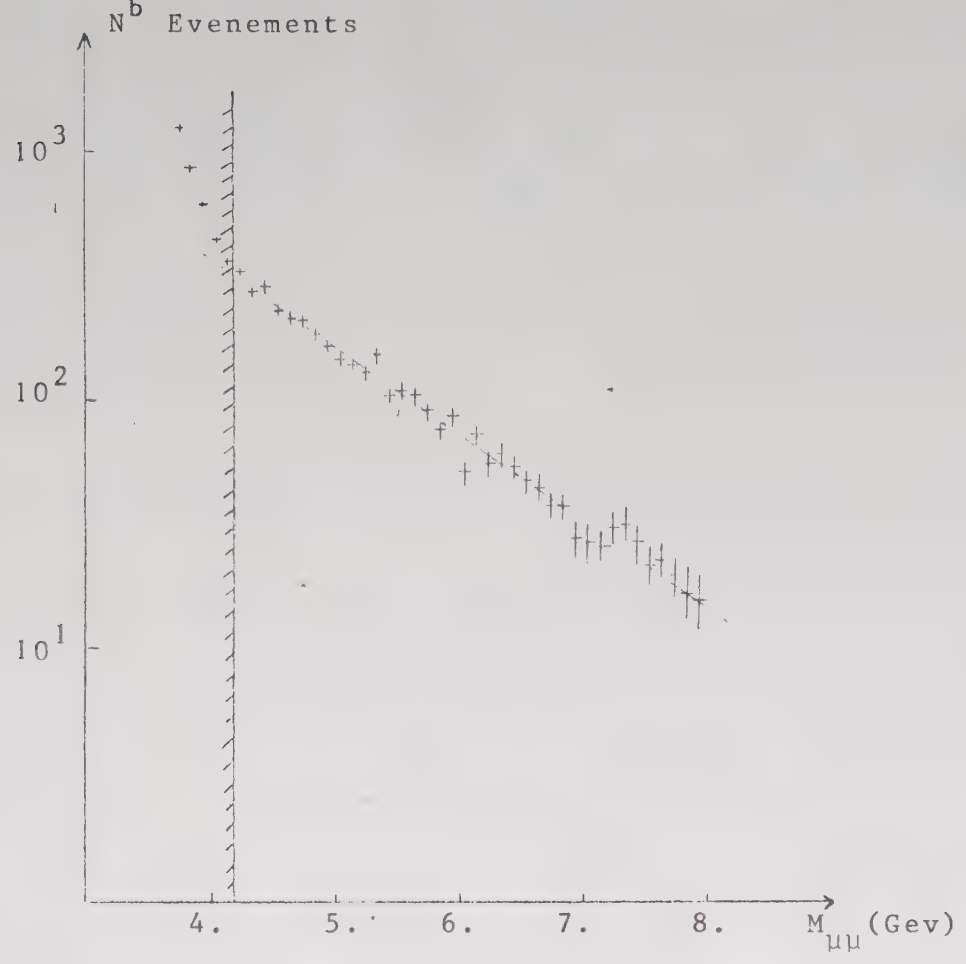
Nous disposons ainsi d'une méthode rapide pour calculer les coefficients $S(\alpha)$ qui apparaissent dans l'expression (V-13) : la recherche du minimum de cette expression par le programme MINUIT prend environ $N_\alpha^2 \times 5$ secondes de CDC 7600, lorsqu'on veut déterminer N_α paramètres.

Nous pouvons vérifier les résultats de cette méthode de la façon suivante : nous obtenons donc finalement un jeu de paramètres (α_0) qui résument notre détermination des fonctions de structure. Nous utilisons ces paramètres (α_0) pour simuler un lot d'évènements qui, si tout marche bien, reproduit exactement ce que nous observons expérimentalement. Nous pouvons introduire ce lot d'évènements simulés dans notre procédure, à la place des évènements observés et en ne modifiant rien d'autre. Nous obtenons alors un nouveau jeu de paramètres (α_1) qui est strictement identique à notre résultat (α_0), aux erreurs statistiques près. Il est clair que cette vérification ne permet pas de juger de la qualité de notre détermination des fonctions de structure. Mais ce test permet d'avoir confiance dans la procédure d'analyse, et notamment dans notre façon de prendre en compte les erreurs de mesures par cette représentation matricielle de la simulation.

3) *SELECTION DES EVENEMENTS*

Il est nécessaire de définir le lot d'évènements sur lequel nous voulons appliquer notre analyse de la production hadronique de dimuons. Nous voulons en particulier éviter tout évènement qui proviendrait de la désintégration d'une résonnance ou de réinteractions à l'intérieur de la cible de platine.

La figure (V-7) représente le spectre de masse des dimuons observés en π^--platine à 200 Gev/c.



Figure(V-7):Spectre des dimuons observes dans le"Continuum" et coupure en masse à 4.2 Gev.

Nous voyons d'un fond de production de résonnances, élargi par la résolution expérimentale, s'étend légèrement au-delà de 4 Gev. Nous n'utiliserons finalement dans notre analyse, que les évènements de masses comprises entre 4.2 et 8.5 Gev.

Nous pouvons également craindre une contamination de J/Ψ produits dans l'hydrogène et reconstruits dans le platine. Nous avons vu que cette contamination provient essentiellement d'évènements asymétriques. De tels évènements sont plus fréquents à 150 Gev/c et à 280 Gev/c, puisque nous avons une meilleure acceptance dans la partie centrale du spectromètre à ces deux énergies : nous imposons alors une coupure supplémentaire sur l'angle θ^* de

désintégration du dimuon, $|\cos\theta^*| \leq 0.5$. Il faut noter que cette coupure n'élimine que très peu de bons évènements puisque notre acceptance est faible pour les grandes valeurs de $|\cos\theta^*|$ (voir figure V-5).

La production de dimuons par réinteraction dans la cible de platine ne devient importante que pour les valeurs négatives de $X = X_1 - X_2$ (Réf. I-2). Nous n'utilisons par la suite que les évènements tels que $X \geq -0.1$.

Une dernière coupure est appliquée pour ne pas utiliser d'évènements de faible acceptance : nous ne tenons pas compte dans notre analyse des régions du plan (X_1, X_2) pour lesquelles l'acceptance est inférieure à 3 %.

Les statistiques dont nous disposons après toutes ces coupures, sont résumées sur le tableau (V-3).

$P_{inc.}$	Particule	N^b Evenements	Luminosité
150 Gev/c	π^-	15768	$5.3\pm0.7\ 10^{38}$
	$\bar{p}$	240	$6.1\pm0.8\ 10^{36}$
	p	28	$7.4\pm 1.1\ 10^{36}$
200 Gev/c	π^-	4961	$11.4\pm 1.3\ 10^{37}$
	π^+	1767	$8.8\pm 1.0\ 10^{37}$
	p	1048	$11.9\pm 1.5\ 10^{37}$
280 Gev/c	π^-	11559	$2.7\pm0.3\ 10^{38}$

Tableau V-3: Statistiques utilisées pour l'analyse des fonctions de structure

Le calcul des luminosités et la signature des particules incidentes sont decrits dans la reference(I-2).

CONCLUSION

Nous sommes maintenant en possession des méthodes d'analyse qui nous permettrons de déterminer les fonctions de structure hadroniques. Nous venons d'étudier la reconstruction des évènements enregistrés par notre appareillage ainsi que les incertitudes liées à nos mesures. Nous venons également de décrire la simulation de notre ensemble expérimental. Nous disposons enfin d'une méthode qui permet d'ajuster une modélisation de la production de dimuons sur les distributions observées en tenant compte des erreurs de mesure : cette méthode est bien adaptée pour déterminer les formes des fonctions de structure indépendamment de leurs normalisations, puisqu'il s'agit d'optimiser une fonction de vraissemblance.

Le travail d'analyse est partagé au sein d'une collaboration et je me suis plus particulièrement étendu sur la description des éléments que j'ai élaborés : simulation de l'appareillage et introduction des erreurs de mesure dans la détermination des fonctions de structure.

CHAPITRE VI

SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS ET FONCTIONS DE STRUCTURE HADRONIQUES

INTRODUCTION

Il est certain que l'observation des effets correctifs de la chromodynamique quantique constitue, de façon assez inattendue, un attrait majeur de l'étude que nous entreprenons. Mais il est non moins certain que ces mêmes effets correctifs vont singulièrement compliquer notre interprétation de la production de dimuons : Si nous conservons une image assez précise des mécanismes qui participent à la production de dimuons, nous perdons le caractère simple et prédictif du modèle de S.D. Drell et T.M. Yan; il ne nous reste à la place qu'une présomption sur le comportement quantitatif de la section efficace, qui repose sur le calcul du premier ordre d'une série perturbative dont la convergence n'est pas prouvée.

Nous avons pourtant besoin d'un formalisme bien précis pour analyser nos mesures et déterminer les fonctions de structure hadroniques. Nous sommes ainsi amenés à transformer notre présomption en conjecture : Nous supposerons que la section efficace de Drell-Yan décrit bien la production de dimuons, à un défaut de normalisation près. Il est bien entendu que nous devrons en perma-

nence vérifier le bien fondé d'une telle hypothèse.

Je montrerai tout d'abord comment paramétriser la production de dimuons. Je reporterai par la suite l'analyse proprement dite de la production hadronique de dimuons. La présentation des résultats s'articulera suivant quatre volets où je présenterai successivement la cohérence générale de la méthode d'analyse par une détermination simultanée, mais peu précise, de la structure du pion et de celle du proton; la normalisation de la section efficace de production de dimuons par des protons et des antiprotons incidents; la détermination précise de la structure du pion; la dépendance de cette structure suivant l'énergie incidente et la masse des dimuons observés.

A - PARAMETRISATION DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE DIMUONS.

Nous supposerons que les sections efficaces de production de dimuons se factorisent suivant la prescription du modèle de Drell-Yan. Nous commencerons par décrire la paramétrisation des fonctions de structure du pion et du proton, nous verrons ensuite la forme de la probabilité d'annihilation électro-magnétique d'un quark avec un antiquark lors des différentes réactions étudiées.

1) *STRUCTURE DU PION*

Rappelons que la valence du π^- se compose d'une paire $(\bar{u},d)$, celle du π^+ d'une paire $(u,\bar{d})$. Nous supposerons que la valence est symétrique SU(2) et que la mer est symétrique SU(3). La structure du pions est alors décrite à l'aide des deux distributions :

$$\text{(VI-1)} \quad \begin{cases} V^{\pi}(X) = X\, \bar{u}_v^{\pi^-}(X) = X\, d_v^{\pi^-}(X) \\ S^{\pi}(X) = X\, u^{\pi^-}(X) = X\, \bar{d}^{\pi^-}(X) = X\, \lambda^{\pi^-}(X) \end{cases}$$

Nous paramétriserons ces fonctions de structure suivant la forme :

$$\text{(VI-2)} \quad \begin{cases} V^{\pi}(X) = A_v\, X^{\alpha^{\pi}}\, (1-X)^{\beta^{\pi}} \\ S^{\pi}(X) = A_s\, (1-X)^{\gamma^{\pi}} \end{cases}$$

Nous avons d'autre part deux contraintes sur ces fonctions de structure :

- la valence doit vérifier la règle de somme :

$$\int_0^1 \frac{V^{\pi}(X)}{X}\, dX = 1$$

ce qui nous donne

$$A_v = \frac{\Gamma(\alpha^{\pi} + \beta^{\pi} + 1)}{\Gamma(\alpha^{\pi})\ \Gamma(\beta^{\pi} + 1)}$$

- L'impulsion totale transportée par les quarks vérifie

$$\int_o^1 [2V^{\pi}(X) + 6\ S^{\pi}(X)]dX = 1 - < g_{\pi} >$$

où $< g_{\pi} >$ est l'impulsion transportée par les gluons. Nous avons :

$$\int_o^1 V^{\pi}(dX)dX = \frac{\alpha^{\pi}}{\alpha^{\pi} + \beta^{\pi} + 1} \quad ; \quad \int_o^1 S\ (X)dX = \frac{A_s}{\gamma^{\pi} + 1}$$

La structure du pion sera donc parfaitement déterminée par les 4 paramètres α^{π}, β^{π}, γ^{π} et $< g_{\pi} >$

2) *STRUCTURE DU PROTON*

Nous utiliserons la paramétrisation des fonctions de structure du proton décrite dans le Chapitre II. Je la rappelle ici brièvement :

$$(VI\text{-}3) \quad \begin{cases} V_u^p(X) = X\ u_v^p(X) = A_u\ X^{\alpha_u^p}(1-X)^{\beta_u^p} \\ V_d^p(X) = X\ d_v^p(X) = A_d\ X^{\alpha_d^p}(1-X)^{\beta_d^p} \\ S^p(X) = X\ \bar{u}^p(X) = X\ \bar{d}^p(X) = 2X\ \lambda^p(X) = A_s(1-X)^{\gamma^p} \end{cases}$$

Nous avons les règles de somme :

$$\int_o^1 \frac{V_u^p(X)}{X} dX = 2 \quad \Longrightarrow \quad A_u = 2\ \frac{\Gamma(\alpha_u^{\pi} + \beta_u^{\pi} + 1)}{\Gamma(\alpha_u^{\pi})\ \Gamma(\beta_u^{\pi} + 1)}$$

$$\int_o^1 \frac{V_d^p(X)}{X} dX = 1 \quad \Longrightarrow \quad A_d = \frac{\Gamma(\alpha_d^{\pi} + \beta_d^{\pi} + 1)}{\Gamma(\alpha_d^{\pi})\ \Gamma(\beta_d^{\pi} + 1)}$$

Nous avons d'autre part la conservation de l'impulsion qui s'écrit ici :

$$\int_o^1 [V_u^p(X) + V_d^p(X) + 5\ S^p(X)]dX = 1 - < g_p >$$

Nous supposerons que $\alpha_d^p = \alpha_u^p$ et que $\beta_d^p = \beta_u^p + 1$. Ceci limite à 4 le nombre de paramètres nécessairespour décrire la structure du proton : Nous utiliserons α_u^p, β_u^p, γ^p et $< g_p >$

3) *SECTIONS EFFICACES*

Ecrivons maintenant que la section efficace $M_{\mu\mu}^2 \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ est proportionnelle à la probabilité d'annihilation électromagnétique d'un quark avec un antiquark. Nous obtenons alors pour les réactions sur platine ($^{Proton}/_{neutron} = {}^{.4}/_{.6}$) :

Pion-Platine

$$(VI\text{-}4) \quad \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{1}{S} \cdot \frac{1}{X_1^2 X_2^2} [V^\pi(X_1)\, G^\pm(X_2) + S^\pi(X_1)\, H(X_2)]$$

avec

$$G^-(X) = \frac{1}{9}[\,1.6\, V_u^p(X) + 2.4\, V_d^p(X) + 5\, S^p(X)] \quad : \pi^- \text{ incident}$$

$$G^+(X) = \frac{1}{9}[.6\, V_u^p(X) + .4\, V_d^p(X) + 5\, S^p(X)] \quad : \pi^+ \text{ incident}$$

$$H(X) = \frac{1}{9}[2.2\, V_u^p(X) + 2.8\, V_d^p(X) + 11\, S^p(X)] \quad : \pi^\pm \text{ incident}$$

Nucléon-Platine

$$(VI\text{-}5) \quad \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{1}{S} \cdot \frac{1}{X_1^2 X_2^2} [V_u^p(X_1)\, F^\pm(X_2) + V_d^p(X_1)\, G^\pm(X_2) + S^p(X_1)\, H(X_2)]$$

avec

$$F^-(X) = \frac{1}{9}\,[1.6\, V_u^p(X) + 2.4\, V_d^p(X) + 4\, S^p(X)] \quad : \text{anti proton incident}$$

$$G^-(X) = \frac{1}{9}\,[.6\, V_u^p(X) + .4\, V_d^p(X) + S^p(X)] \quad : \text{anti-proton incident}$$

$$F^+(X) = 4\, G^+(X) = \frac{4}{9}\, S^p(X) \quad : \text{proton incident}$$

$$H(X) = \frac{1}{9}[2.2\, V_u^p(X) + 2.8\, V_d^p(X) + 10.5\, S^p(X)] \quad : \text{anti-proton ou proton incident}$$

Nous définissons également un coefficient de normalisation, que nous appelons le facteur K, par la relation

$$\sigma_{\mu\mu} = K \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi\,\alpha^2}{3} \qquad \text{(VI-6)}$$

La section efficace de Drell-Yan, corrigée d'un facteur 1/3 pour tenir compte de la couleur, correspond à K = 1. Ce coefficient de normalisation peut dépendre de la réaction étudiée : Nous supposerons néanmoins par la suite que le facteur K est identique pour les sections efficaces π^- - platine et π^+ - platine.

B - DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU PION ET DU PROTON.

Nous entreprendrons tout d'abord une détermination simultanée des fonctions de structure du pion et du proton : Cette analyse fera apparaître les mêmes distributions des partons du nucléon que celles observées par la diffusion inélastique de leptons. Nous étudierons ensuite en détail le facteur K et les fonctions de structure du pion.

1) *DETERMINATION SIMULTANEE DE LA STRUCTURE DU PION ET DU PROTON.*

L'analyse conjointe de différentes réactions permet de séparer directement les contributions des quarks de valence et des quarks de la mer :

* La différence des sections efficaces π^--platine et π^+- platine ne fait intervenir que les distributions de valence;
* La mesure de la section efficace proton-platine nous permet ensuite de déterminer la mer du proton;
* La mer du pion reste finalement la seule inconnue des sections efficaces $\pi^{\pm}$- platine.

Nos mesures effectuées avec des π^-, des π^+ et des protons incidents de 200 GeV/c nous permettent donc de déterminer simultanément les fonctions de structure du pion et du proton. Cette détermination consiste à

ajuster les paramétrisations (IV-4 et VI-5) des sections efficaces de ces trois réactions de façon à reproduire la forme des distributions mesurées expérimentalement, suivant la procédure décrite dans le Chapitre V. J'ai de plus introduit une contrainte sur la normalisation relative des sections efficaces π^- - platine et π^+ - platine, qui revient à imposer un facteur K identique pour ces deux réactions : la formulation de cette contrainte tient compte de l'incertitude de 2% sur le rapport des luminosités $\mathcal{L}_{\pi^-}/\mathcal{L}_{\pi^+}$

Résultats

Les résultats ainsi obtenus, avec la matrice d'erreur correspondante, sont résumés sur le tableau(VI-1) : Nous remarquons un bon accord entre cette nouvelle détermination de la structure du proton et celle obtenue par diffusion inélastique de leptons (Chapitre II). Ce résultat justifie en quelque sorte l'analyse que nous entreprenons : Il démontre en particulier que l'étude de la production de dimuons est un bon outil pour sonder la structure hadronique.

2) STRUCTURE DU PROTON ET FACTEUR K.

Nous cherchons maintenant à faire apparaître de façon directe la structure du proton : Nous pouvons ainsi vérifier l'hypothèse de factorisation de la section efficace et donner une valeur précise du facteur K. Je rapporte successivement les résultats obtenus avec des protons de 200 GeV/c et des anti-protons de 150 GeV/c.

Protons incidents de 200 GeV/c

Considérons la section efficace proton-platine (formule VI-5) :

$$(VI\text{-}7) \qquad \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} = K.\ \frac{4\pi\alpha^2}{9S}\ .\ \frac{1}{X_1^2 X_2^2}\left[V^p(X_1)\ .\ \frac{1}{9}\,S^p(X_2) + S^p(X_1)\ H(X_2)\right]$$

avec :

$$V^p(X) = 4\ X\ u_v^p(X) + X\ d_v^p(X)$$

		LEZARD : $M_{\mu\mu} \in [4.2 - 8.5\ GeV]$		C.D.H.S. Q^2=25 GeV
			Matrice covariante d'erreur : σ_{ij} ($\sigma_{ii} = \sigma_i^2$) α_u^P β_u^P γ^P $< g_P >$ α^π β^π γ^π $< g\pi >$	
Proton	Valence	$\alpha_u^P = 0.57$	$.12^2$	$\alpha_u^P = 0.51$
		$\beta_u^P = 3.28$	.0262 $\underline{.27^2}$	$\beta_u^P = 2.83$
	Mer	$\gamma^P = 9.33$	.0182 .0810 $\underline{.53^2}$	$\gamma^P = 8.0$
		$< g_p > = 0.43$	-.0136 -.0199 -.0069 $\underline{.12^2}$	$< g_p > = 0.52$
Pion	Valence	$\alpha^\pi = 0.33$	-.0134 -.0236 -.0133 .0135 $.14^2$	
		$\beta^\pi = 1.17$	-.0053 -.0095 -.0043 .0045 .0049 $\underline{.10^2}$	
	Mer	$\gamma^\pi = 9.29$	.0006 -.0211 -.1585 -.0128 -.1583 .0702 $\underline{2.60^2}$	
		$< g_\pi > = 0.55$	.0159 .0272 .0202 -.0152 -.0088 -.0030 -.2351 $\underline{.19^2}$	

Tableau VI-1 : Détermination simultanée des fonctions de structure du pion et du proton

Analyse des mesures effectuées avec des π^-, des π^+ et des protons incidents de 200 GeV/c

Seules les erreurs statistiques sont notées.

Le nombre d'événements observés est alors :

$$\text{(VI-8)} \qquad \frac{d^2N}{dX_1 dX_2} = \mathcal{L}_p \cdot A(X_1, X_2) \cdot \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$$

où A (X_1,X_2) est l'acceptance dans le plan (X_1,X_2).

Nous pouvons projeter la formule (VI-8) sur l'axe X_1 :

$$\frac{dN}{dX_1} = \mathcal{L}_p \int_o^i A(X_1,X_2) \frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2} \, dX_2$$

(VI-9)

$$= \mathcal{L}_p \,.K. \, \frac{4\pi\alpha^2}{9S} \cdot \frac{1}{X_1^2} [V^p(X_1)\ I(X_1) + S^p(X_1)\ J(X_1)]$$

avec :

$$I(X_1) = \frac{1}{9} \int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot S^p(X_2)\, dX_2$$

$$J(X_1) = \int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot H(X_2) dX_2$$

et nous définissons une distribution $Ex(X_1)$ qui est directement reliée à nos mesures expérimentales :

$$\text{(VI-10) :} \qquad Ex(X_1) = \frac{1}{\mathcal{L}_p} \cdot \frac{9\ S}{4\pi\alpha^2} \cdot X_1^2 \cdot \frac{dN}{dX_1}$$

Nous avons ainsi une formule relativement simple pour visualiser la structure du projectile :

$$\text{(VI-11)} \qquad K[V^p(X_1) + S^p(X_1) \ \frac{J(X_1)}{I(X_1)}\ ] = \frac{Ex(X_1)}{I(X_1)}$$

Il nous est cependant nécessaire de connaître les fonctions de structure de la cible pour calculer les intégrales $I(X_1)$ et $J(X_1)$: Notre détermination de la structure du proton est malheureusement peu précise et il est préférable d'utiliser ici les résultats de la collaboration C.D.H.S..

La figure (VI-1a) représente le rapport $Ex(X_1)/I(X_1)$ ainsi obtenu; la courbe superposée correspond à la structure du nucléon mesurée par la collaboration C.D.H.S., multipliée par le facteur K :

$$K_{(\text{proton 200 GeV/c})} = 2.45 \pm 0.30$$

où l'erreur indiquée correspond à 3% d'erreur statistique, 12% d'incertitude sur la luminosité et 4% d'incertitude sur l'acceptance.

Nous pouvons utiliser la même procédure de projection des événements observés pour visualiser la structure de la cible suivant X_2. Nous définissons alors la distribution expérimentale :

$$(VI\text{-}12) \qquad Ex(X_2) = \frac{1}{\mathscr{L}_p} \cdot \frac{9\,S}{4\pi\alpha^2} \cdot X_2^2 \cdot \frac{dN}{dX_2}$$

et nous avons :

$$K\left[S^p(X_2) + H(X_2)\ \frac{J(X_2)}{I(X_2)}\right] = \frac{Ex(X_2)}{I\ (X_2)}$$

(VI-13)

avec :

$$I(X_2) = \frac{1}{9}\int_0^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot V^p(X_1)\ dX_1$$

$$J(X_2) = \int_0^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot S^p(X_1)\ dX_1$$

Nous remarquons que nous sommes surtout sensibles ici à la mer du nucléon. La figure (VI-1b) représente le rapport $Ex(X_2)/I(X_2)$ et le compare aux résultats de la collaboration C.D.H.S. .

La production de paires de leptons lors de réactions proton-nucléon fut également étudiée au Fermilab (Collaboration C.F.S. - Réf. VI-1 et aux I.S.R. (Collaboration A.A.B.C.S.Y. - Réf. VI-2). Le facteur K observé par

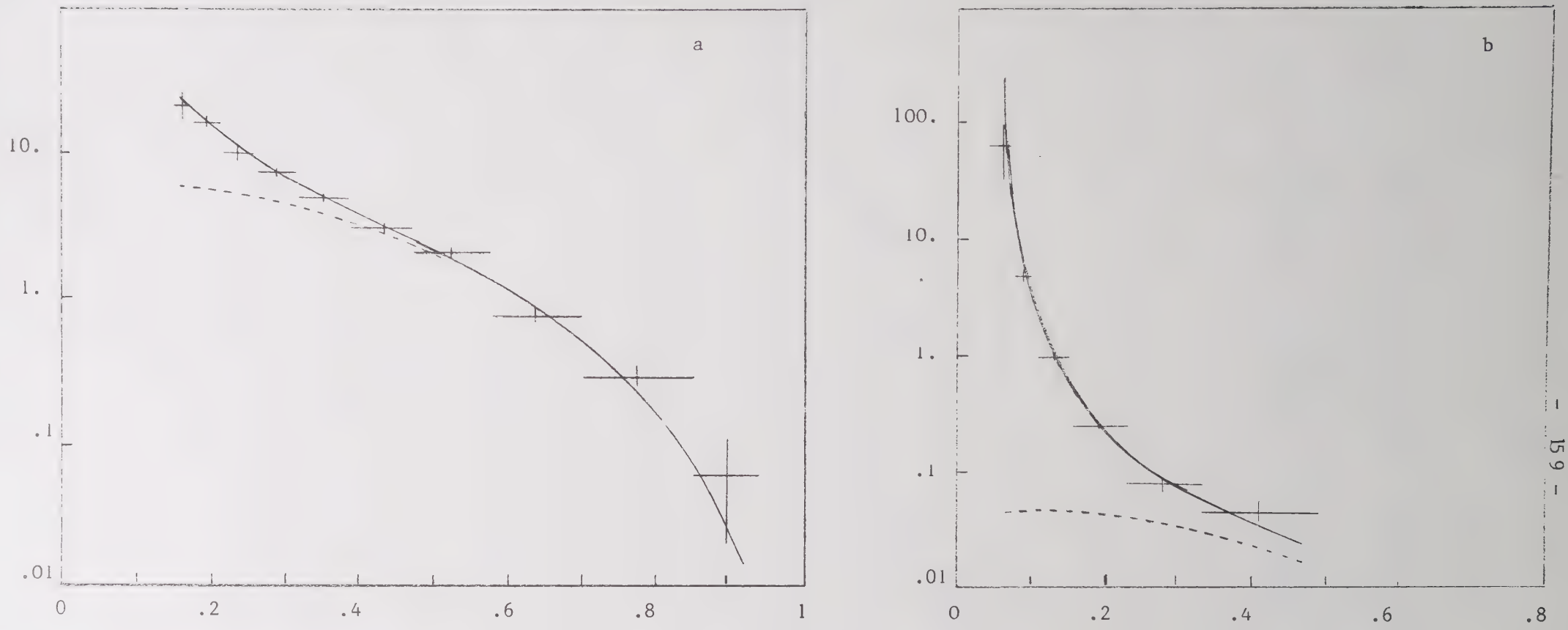


Figure VI- 1 : Projection sur X_1 (a) et sur X_2 (b) des évènements observés en proton platine à 200Gev/c.

——— Section efficace de Drell-Yan

----- Contribution de la valence

} x (K = 2.45± 0.30)

ces expériences est sensiblement plus faible que le notre ($K \sim 1.8$). Ce léger désaccord n'est pas significatif car les distributions utilisées pour décrire la mer du nucléon sont différentes : Le facteur K est ici très sensible au coefficient de normalisation de la mer (Il est inversement proportionnel à A_s), ce qui rend délicat sa détermination avec des protons incidents.

Anti-protons incidents de 150 GeV/c.

Nous pouvons analyser de façon identique nos mesures avec des anti-protons incidents : La détermination du facteur K est alors insensible à la mer du proton.

Nous considérons en fait la différence des sections efficaces antiproton-platine et proton-platine :

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}\right|_{\bar{p}\,P_t} - \left.\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}\right|_{p\,P_t} = K \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{9S} \cdot \frac{1}{X_1^2\,X_2^2} \cdot [V^p(X_1) \cdot G(X_2)] \qquad \text{(VI-14)}$$

avec :

$$V^p(X) = 4\,X\,u_v^p(X) + X\,d_v^p(X)$$

$$G(X) = \frac{1}{9}\,[.4\,X\,u_v^p(X) + .6\,X\,d_v^p(X)]$$

Nous négligeons dans cette formule (VI-14) la quantité

$$.2\,X_1\,d_v^p(X_1)\,[X_2\,u_v^p(X_2) - X_2\,d_v^p(X_2)]$$

qui provient de l'utilisation d'une cible non isoscalaire : ce terme contribue pour moins de 2% dans la différence des sections efficaces considérées ici.

Nous avons ainsi pour les taux d'évéments observés :

$$\frac{1}{\mathcal{L}_{\bar{p}}} \cdot \left.\frac{d^2N}{dX_1 dX_2}\right|_{\bar{p}\,P_t} - \frac{1}{\mathcal{L}_p} \cdot \left.\frac{d^2N}{dX_1 dX_2}\right|_{p\,P_t} = A(X_1,X_2).K. \frac{4\pi\alpha^2}{9S} \cdot \frac{1}{X_1^2 X_2^2} \cdot [V^p(X_1).G(X_2) \qquad \text{(VI-15)}$$

Nous pouvons alors définir la distribution expérimentale suivant X_1 :

$$Ex(X_1) = \frac{9\,S}{4\pi\,\alpha^2} \cdot X_1^2 \left[\frac{1}{\mathcal{L}_p} \left.\frac{dN}{dX_1}\right|_{\bar{p}\ P_t} - \frac{1}{\mathcal{L}_p} \left.\frac{dN}{dX_1}\right|_{p\ P_t} \right] \qquad \text{(VI-16)}$$

et nous avons :

$$K \cdot V^p(X_1) = \frac{Ex(X_1)}{I(X_1)} \qquad \text{(VI-17)}$$

avec :

$$I(X_1) = \int_o^1 A(X_1, X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot G(X_2)\, dX_2$$

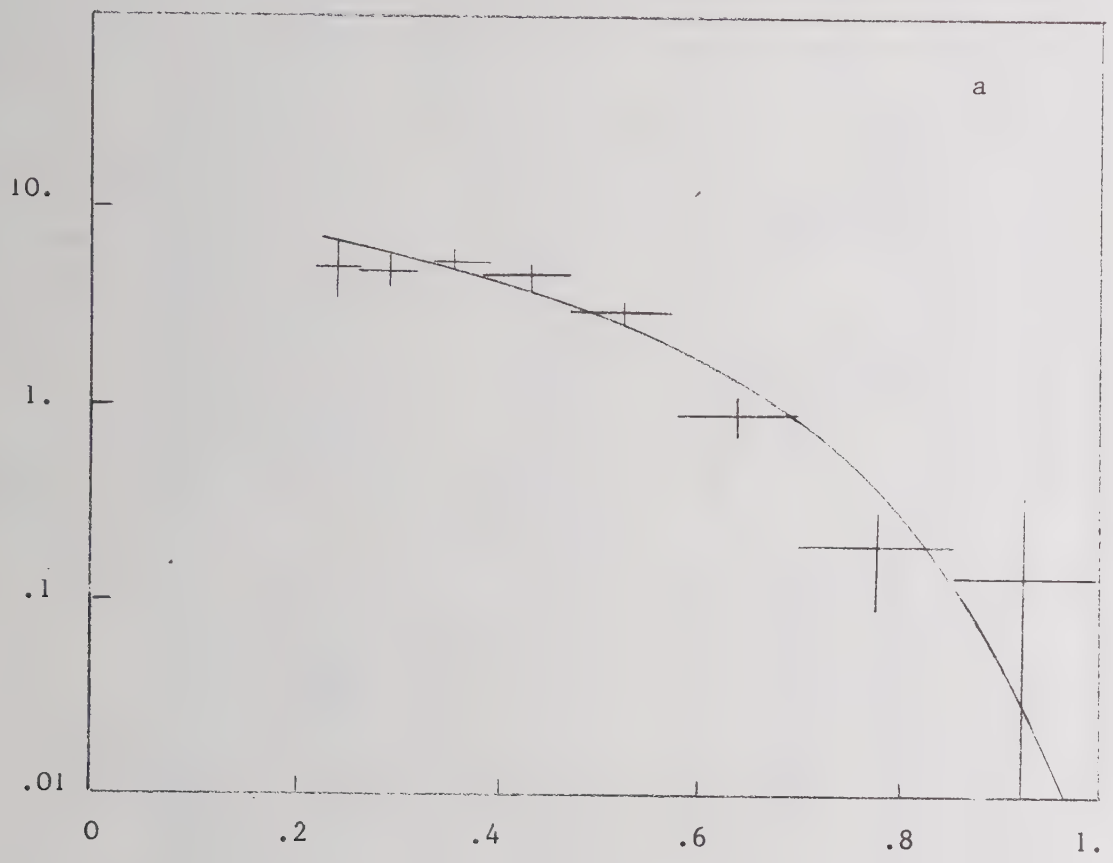
Le rapport $Ex(X_1)/I(X_1)$ observé à 150 GeV est reporté sur la figure (VI-2a) : Nous retrouvons bien la même forme que la combinaison $4\ X\ u_v^p(X) + X\ d_v^p(X)$ calculée à partir des résultats de la diffusion inélastique de leptons. Le facteur K vaut maintenant :

$$K_{(\text{anti-proton 150 GeV})} = 2.52 \pm .38$$

où l'erreur indiquée correspond à 8% d'erreur statistique, 12% d'incertitude sur la luminosité et 4% d'incertitude sur l'acceptance.

La projection sur X_2 permet de visualiser la combinaison $.4\ X\ u_v^p(X) + .6\ X\ d_v^p(X)$ et de la comparer aux résultats de la Collaboration C.D.H.S., ce qui est fait sur la figure (VI-2b).

Nos mesures avec des protons et des anti-protons incidents font donc bien apparaître les mêmes distributions de partons que celles mesurées par diffusion inélastique de leptons; l'excellent accord que nous avons sur les deux projections X_1 et X_2 confirme l'hypothèse de factoristion de la section efficace de production de dimuons.



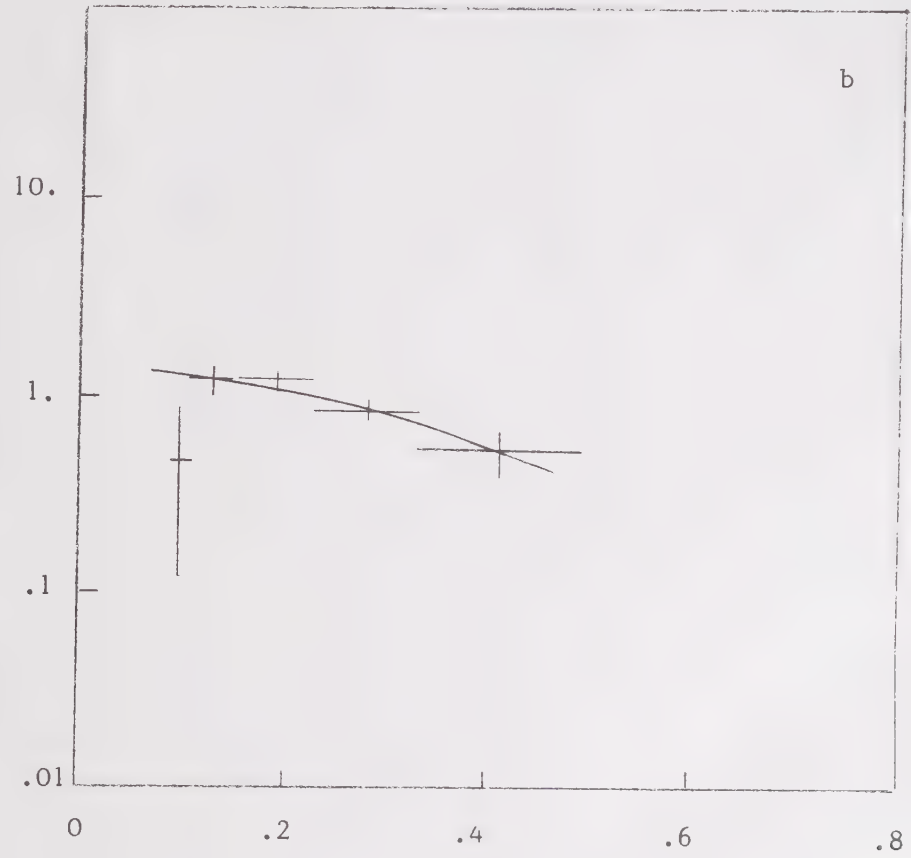


Figure VI - 2 : Projection sur X_1(a) et sur X_2 (b) de la différence du nombre d'évènements observés en antiproton-platine et proton-platine à 150 Gev/c

- Modèle de Drell-Yan x ($K=2.52 \pm .38$)

3) STRUCTURE DU PION

L'analyse simultanée des réactions pion-platine et proton-platine introduit de fortes corrélations dans notre détermination des fonctions de structure (Tableau VI-1)) : Nous avons par exemple un coefficient de corrélation normalisé de -0.8 entre α^p et α^π. Nous pourrons donc affiner notre détermination de la structure du pion en utilisant les résultats précis de la diffusion de leptons pour décrire le nucléon cible.

Résultats

Les résultats d'une telle analyse de nos mesures avec des $\pi^\pm$ incidents de 200 GeV/c sont reportés sur le tableau (VI-2)

		Matrice covariante d'erreur			
		α^π	β^π	γ^π	$< g_\pi >$
Valence	$\alpha^\pi = 0.42$	$.12^2$			
	$\beta^\pi = 1.14$	.0095	$.09^2$		
Mer	$\gamma^\pi = 8.7$	-.0195	.0383	2.5^2	
	$< g_\pi > = 0.49$	-.0176	-.0116	-.0996	$.16^2$

Tableau VI-2 : Détermination des fonctions de structure du pion

(Analyse des données π^- et π^+ à 200 GeV/c, $M_{\mu\mu} \in [4.2 , 8.5 \text{ GeV}]$)

Nous devrons utiliser cette détermination de la mer du pion pour analyser nos mesures effectuées avec des π^- incidents de 150 GeV/c et de 280 GeV/c : Il est donc intéressant d'étudier en détail les erreurs sur γ^π et $< g_\pi >$. Considérons pour cela l'espace à 4 dimensions (α^π, β^π, γ^π, $< g_\pi >$), dans lequel nous avons des régions situées à 1, 2, 3 écarts standards de notre détermination des fonctions de structure. Nous voulons visualiser dans le plan (γ^π, $< g_\pi >$) les frontières de ces régions (des ellipsoïdes dans le cas linéaire) :

* Nous pouvons tracer ces contours pour α^{π} et β^{π} fixés : Les traits pleins de la figure (VI-3) représentent de telles courbes pour $\alpha^{\pi} = .42$ et $\beta^{\pi} = 1.14$.

* Nous pouvons également tracer l'enveloppe de ces précédents contours lorsque α^{π} et β^{π} évoluent dans une région donnée : Les pointillés de la figure (VI-3) correspondent à cette courbe lorsque α^{π} et β^{π} restent situés dans la région à moins d'un écart standard.

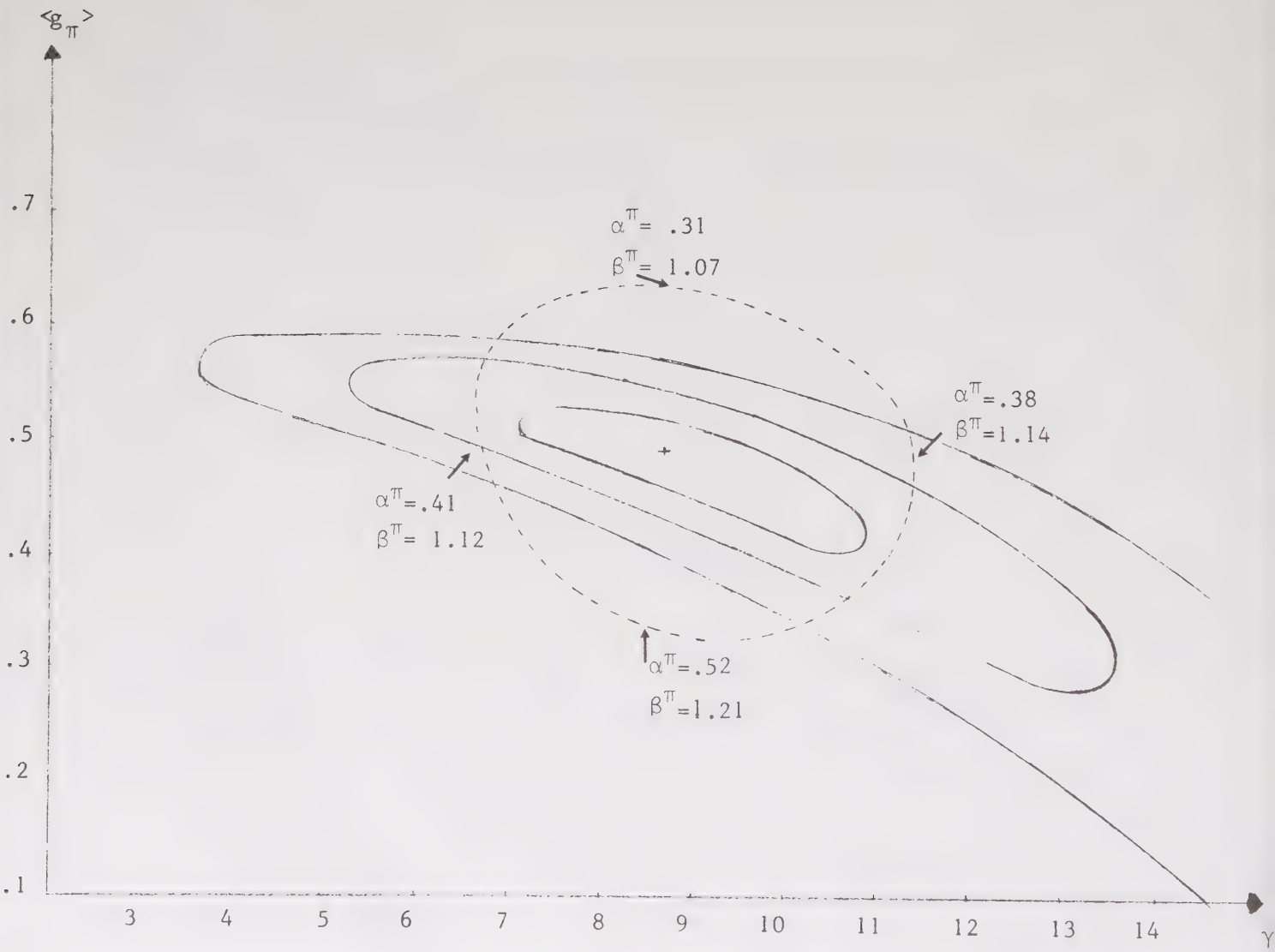


Figure VI-3 : Détermination de la mer du pion

——— Contour pour $\alpha^{\pi} = .42$, $\beta^{\pi} = 1.14$

------ Contour pour α^{π}, β^{π} libre

Nous devons d'autre part combiner les erreurs indiquées, qui ne sont que statistiques, aux erreurs systématiques qui proviennent des effets suivants :

* Evolution des fonctions de structure : Les fonctions de structure utilisées pour décrire le nucléon sont celles déterminées à $Q^2 = 25\ GeV^2$, alors que nous utilisons des dimuons de masses comprises entre 4.2 GeV et 8.5 GeV. Nous pouvons estimer l'effet de l'évolution de la structure du proton dans le domaine cinématique étudié à

$$\Delta\alpha^{\pi} = \pm .03 \quad , \Delta\beta^{\pi} = \pm .02 \quad , \Delta\gamma^{\pi} = \pm .3 \quad \text{et} \quad \Delta < g_{\pi} > = \mp .04$$

* Incertitude sur la mer du nucléon : La collaboration C.F.S. (Réf.III-4) détermine pour le proton une mer non symétrique SU(2). Lorsque nous utilisons ces résultats pour décrire la cible, nous n'observons de variation que sur γ^{π} : $\Delta\gamma^{\pi} = -.3$

* Incertitude sur les luminosités relatives π^- et π^+ : Une modification de ± 2% du rapport $\mathcal{L}_{\pi^-}/\mathcal{L}_{\pi^+}$ se traduit par les variations :

$$\Delta\alpha^{\pi} = \pm .03 \quad , \Delta\beta^{\pi} = \pm .02 \quad , \Delta\gamma^{\pi} = \mp .7 \text{ et } \Delta < g_{\pi} > = \mp .04$$

Qualité de la description de la structure du pion,

Nous pouvons également visualiser la structure du pion par projection sur les axes X_1 et X_2.
Nous avons en π^- platine :

$$\frac{dN}{dX_1} = \mathcal{L}_{\pi^-} \cdot K \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{9S} \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot [V^{\pi}(X_1)\ I(X_1) + S^{\pi}(X_1)\ J(X_1)\ ] \qquad \text{(VI-18)}$$

avec

$$I(X_1) = \int_0^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot G^-(X_2)\ dX_2$$

$$J(X_1) = \int_0^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot H(X_2)\ dX_2$$

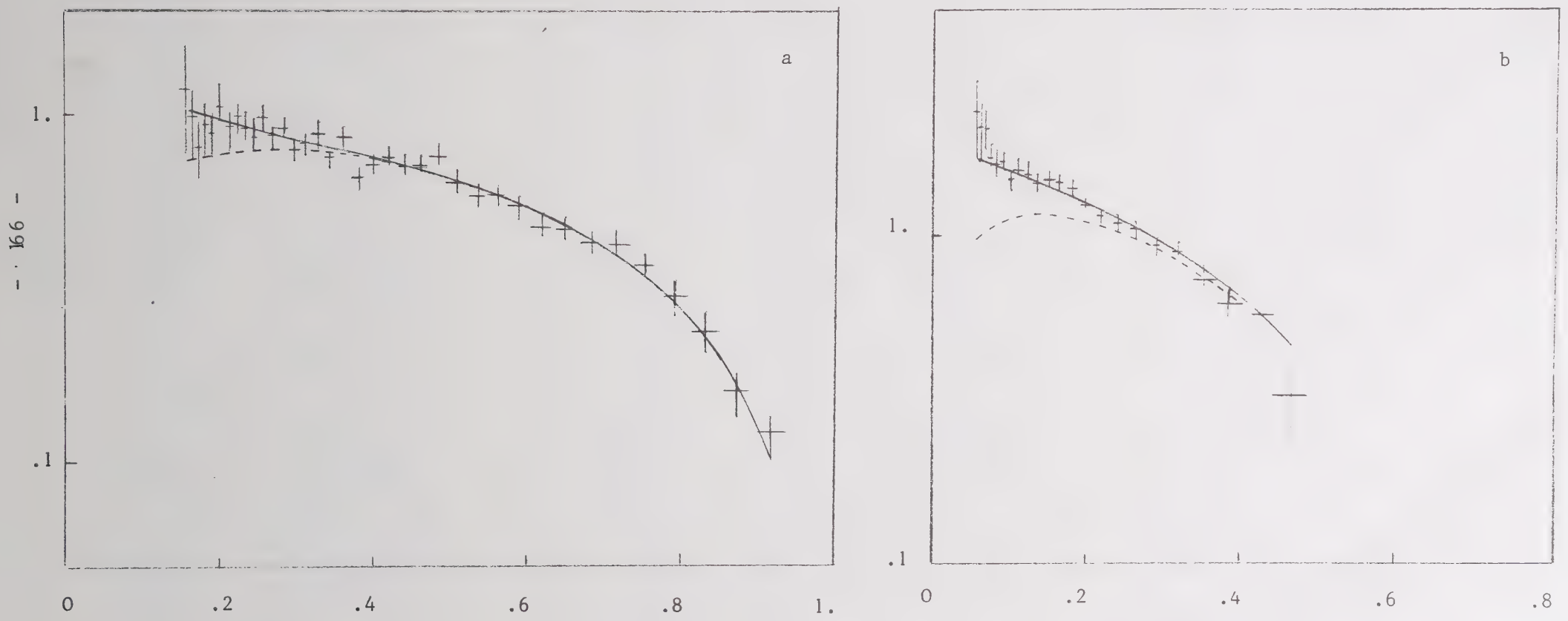


Figure VI-4 : Projection sur X_1 (a) et sur X_2(b) des évènements observés en π^--platine à 200Gev/$_c$

—— Section efficace de Drell-Yan
----- Contribution de la valence
} x (K=2.41 ± .57)

$G^-(X)$ et $H(X)$ étant définis par les formules (VI-4).

Nous définissons alors une distribution expérimentale :

(VI-19) $$Ex(X_1) = \frac{1}{\mathcal{L}_{\pi^-}} \cdot \frac{9\,S}{4\pi\,\alpha^2} \cdot X_1^2 \cdot \frac{dN}{dX_1}$$

et le rapport $Ex(X_1) \Big/ I(X_1)$ représente la combinaison $K.[V^\pi(X_1) + S^\pi(X_1) \frac{J(X_1)}{I(X_1)}]$ des fonctions de structure du pion. Ce rapport est reporté sur la figure (VI-4a), où il permet de juger de la qualité de notre paramétrisation de la structure du pion. Le facteur K ainsi déterminé vaut :

$$K_{(\text{pion } 200 \text{ GeV/c})} = 2.41 \pm .57$$

L'incertitude que nous avons sur le facteur K se compose : d'une erreur relative de 20% qui correspond à notre incertitude sur la valence du pion, et notamment sur le paramètre α^π; d'une incertitude de 12% sur la luminosité; d'une incertitude de 4% sur la valeur absolue de l'acceptance.

La figure (VI-4b) permet de juger de la qualité de nos résultats suivant l'axe X_2, où nous avons :

$$K \cdot [G^-(X_2) + H(X_2) \frac{J(X_2)}{I(X_2)}] = \frac{Ex(X_2)}{I(X_2)}$$

(VI-20)

où

$$Ex(X_2) = \frac{1}{\mathcal{L}_{\pi^-}} \cdot \frac{9\,S}{4\pi\,\alpha^2} \cdot X_2^2 \cdot \frac{dN}{dX_2}$$

$$I(X_2) = \int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot V^\pi(X_1) \cdot dX_1$$

$$J(X_2) = \int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot S^\pi(X_1) \cdot dX_1$$

Il nous est également possible de visualiser les distributions de valence en considérant la différence des sections efficaces π^- - platine et π^+ - platine :

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}\right|_{\pi^- P_t} - \left.\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}\right|_{\pi^+ P_t} = K \cdot \frac{4\pi\,\alpha^2}{9\,S} \cdot \frac{1}{X_1^2 X_2^2} \cdot V^{\pi}(X_1)\; V^{p}(X_2)$$

(VI-21) avec

$$V^{p}(X) = \frac{1}{9}\left[X\, u_v^{p}(X) + 2X\, d_v^{p}(X)\right]$$

Nous définissons donc les distributions expérimentales :

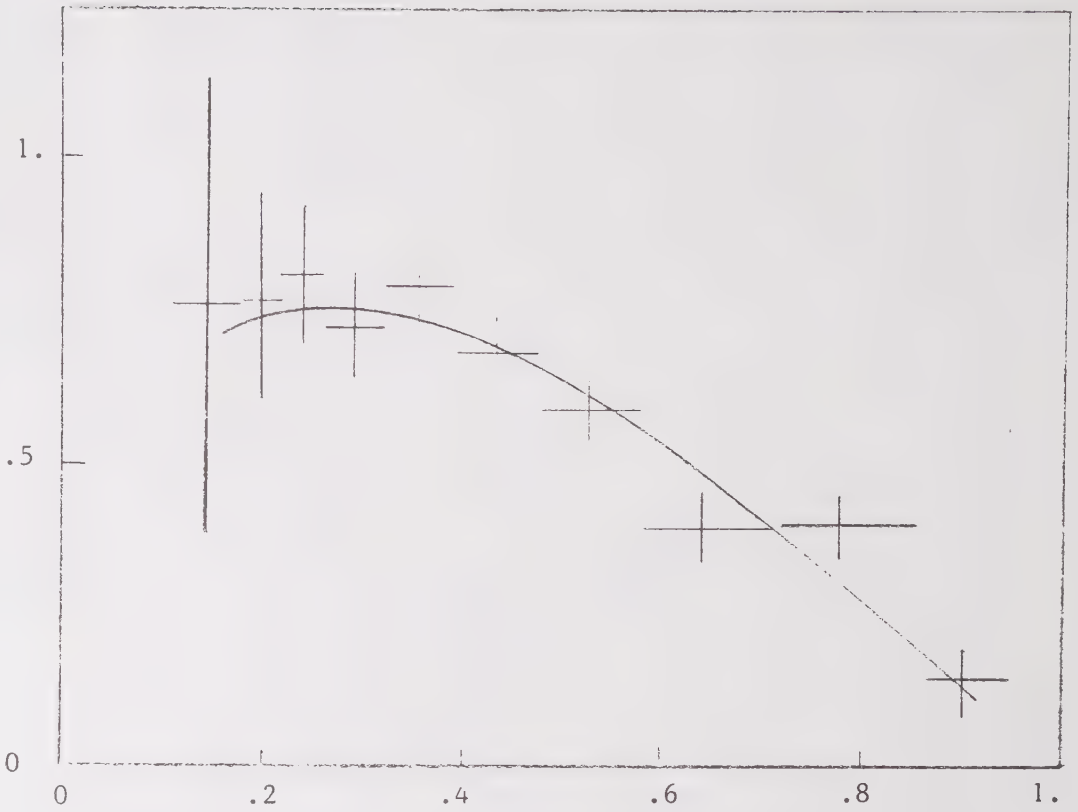
$$\text{(VI-22)}\quad Ex(X_i) = \frac{9\,S}{4\pi\,\alpha^2} \cdot X_i^2 \cdot \left[\frac{1}{\mathcal{L}_{\pi^-}} \left.\frac{dN}{dX_i}\right|_{\pi^- P_t} - \frac{1}{\mathcal{L}_{\pi^+}} \left.\frac{dN}{dX_i}\right|_{\pi^+ P_t}\right]$$

et nous avons :

$$\text{(VI-23)}\quad \begin{cases} K \cdot V^{\pi}(X_1) = Ex(X_1) \Big/ \displaystyle\int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_2^2} \cdot V^{p}(X_2)\,dX_2 \\ K \cdot V^{p}(X_2) = Ex(X_2) \Big/ \displaystyle\int_o^1 A(X_1,X_2) \cdot \frac{1}{X_1^2} \cdot V^{\pi}(X_1)\,dX_1 \end{cases}$$

Les figures (VI-5a, b) représentent ces projections suivant X_1 et X_2, comparées à notre paramétrisation des distributions $V^{\pi}(X)$ et $V^{p}(X)$.

De nouveau, nos résultats justifient entièrement l'hypothèse de factorisation de la section efficace pion-nucléon. Il nous reste maintenant à utiliser toute la statistique disponible avec des π^- incidents pour donner la description la plus précise possible de la valence du pion.



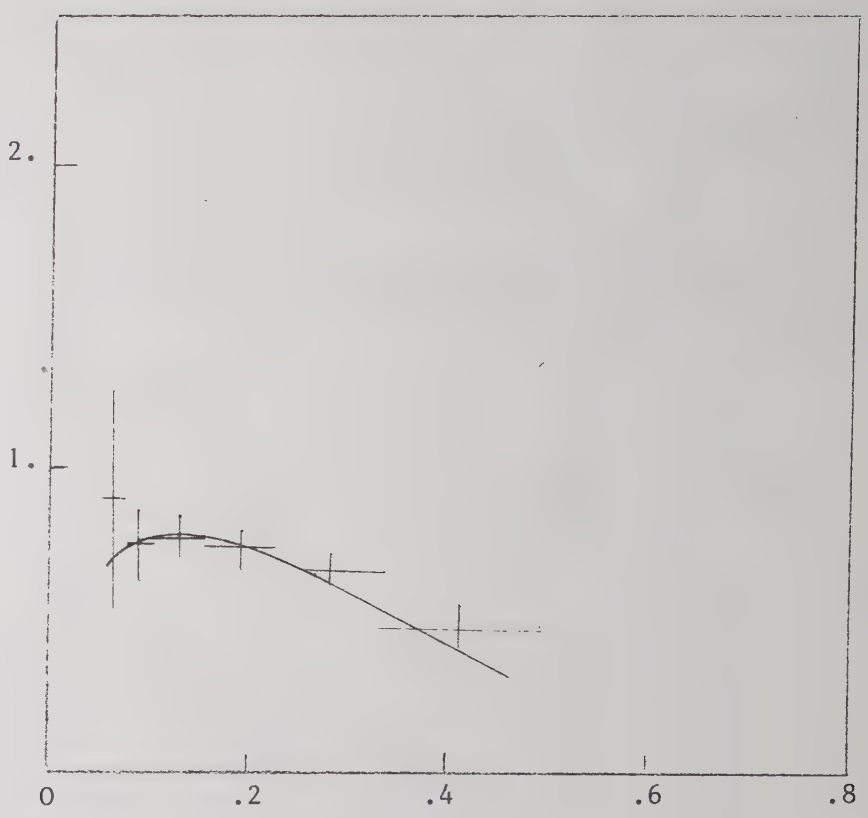


Figure VI-5 : Projection du X_1(a) et sur X_2(b) de la différence du nombre d'évènements observés en π^--platine et en π^+ -platine à 200 Gev/c

——— Modèle de Drell-Yan x (K = 2.41 ± .57)

4) - EVOLUTION DE LA STRUCTURE DU PION.

Les résultats que nous obtenons peuvent a priori dépendre de l'énergie de la réaction et de la masse des dimuons observés : Nous verrons dans un premier temps que les fonctions de structure ne dépendent pas de l'énergie incidente, ce qui nous permettra de préciser la distribution de la valence du pion; nous étudierons ensuite l'évolution de la structure du pion en fonction de la masse des dimuons, et nous comparerons nos résultats aux prédictions de la Chromodynamique quantique.

EVOLUTION SUIVANT L'ENERGIE INCIDENTE

Nous voulons maintenant déterminer la structure du pion en utilisant les grandes statistiques que nous avons successivement accumulées avec des faisceaux négatifs de 150 GeV/c et de 280 GeV/c : Comme nous ne disposons que d'une seule polarité, nous devons supposer ici que la mer du pion est bien décrite par nos résultats précédents, et nous ne déterminerons que la valence; nous fixons également pour cette étude de nouvelles fenêtres sur la masse des dimuons observés, de façon à conserver $< M_{\mu\mu}^{2} > = 25$ GeV^2 aux deux énergies considérées.

Les résultats ainsi obtenus sont résumés dans le tableau (VI-3). Nous y trouvons également les erreurs systématiques qui correspondent aux effets suivants :

* Incertitude sur la mer du pion : L'erreur indiquée décrit ce qui se passe lorsque le couple ($\gamma^{\pi} < g_{\pi} >$) évolue à l'intérieur de la région située à moins d'un écart standard de notre détermination de la mer du pion à 200 gEV:c (Courbe pointillée de la figure VI-3)

* Incertitude sur la mer du proton : L'effet est négligeable et correspond à l'utilisation de la mer asymétrique Su(2) déterminée par la collaboration C.F.S.(Réf. VI-1).

* Incertitude sur l'acceptance : L'erreur notée correspond à une variation de 10% de l'efficacité des lattes centrales de l'hodoscope T3. Cet effet devient assez important à 280 GeV, où le mouvement plus rapide du centre de masse confine davantage les muons dans la partie avant du spectromètre.

		Erreur statistique (σ_{ij})		Erreurs systématiques		
		α^π	β^π	Mer du pion	Mer du proton	Acceptance
π^- - 150 GeV/c	$\alpha^\pi \simeq 0.38$	$\underline{.03^2}$		$\pm$ .03	+ .01	$\div$
($M_{\mu\mu} \in$[4.2, 6.2 GeV])	$\beta^\pi = 0.91$	.0008	$\underline{.04^2}$	$\mp$ .01	- .01	$\pm$ .02
π^- - 280 GeV/c	$\alpha^\pi = 0.39$	$\underline{.03^2}$		$\pm$ .02	+ .01	$\pm$ .01
($M_{\mu\mu} \in$[4.2, 5.8 GeV])	$\beta^\pi = 1.01$	.0014	$\underline{.07^2}$	$\mp$ .03	- .02	$\pm$ .07

Tableau (VI-3) : Détermination de la valence du pion pour $<M_{\mu\mu}^2> = 25$ GeV^2 à 150 GeV/c et 280 GeV/c

Nous pouvons également projeter nos résultats suivant la méthode déjà décrite pour la réaction π^- - platine (formules VI-18 à VI-20) : Les figures (VI-6a, b) et (VI-7 a,b) représentent ainsi nos mesures des fonctions de structure à 150 GeV/c et 280 GeV/c respectivement. Nous obtenons alors deux nouvelles déterminations indépendantes du facteur K :

$$\frac{K_{(\text{pion 150 GeV})} = 2.53 \pm .37}{K_{(\text{pion 280 GeV})} = 2.44 \pm .36}$$

où les erreurs indiquées tiennent compte de notre incertitude sur la valence du pion (± 7.5%), sur la luminosité (± 12%) et sur la valeur absolue de l'acceptance (± 4%)

Nous n'observons donc pas d'évolution sensible de la distribution des quarks de valence du pion suivant l'énergie de la réaction : Ceci est visualisé sur la figure (VI-8), qui représente nos résultats dans le plan(α^π, β^π).

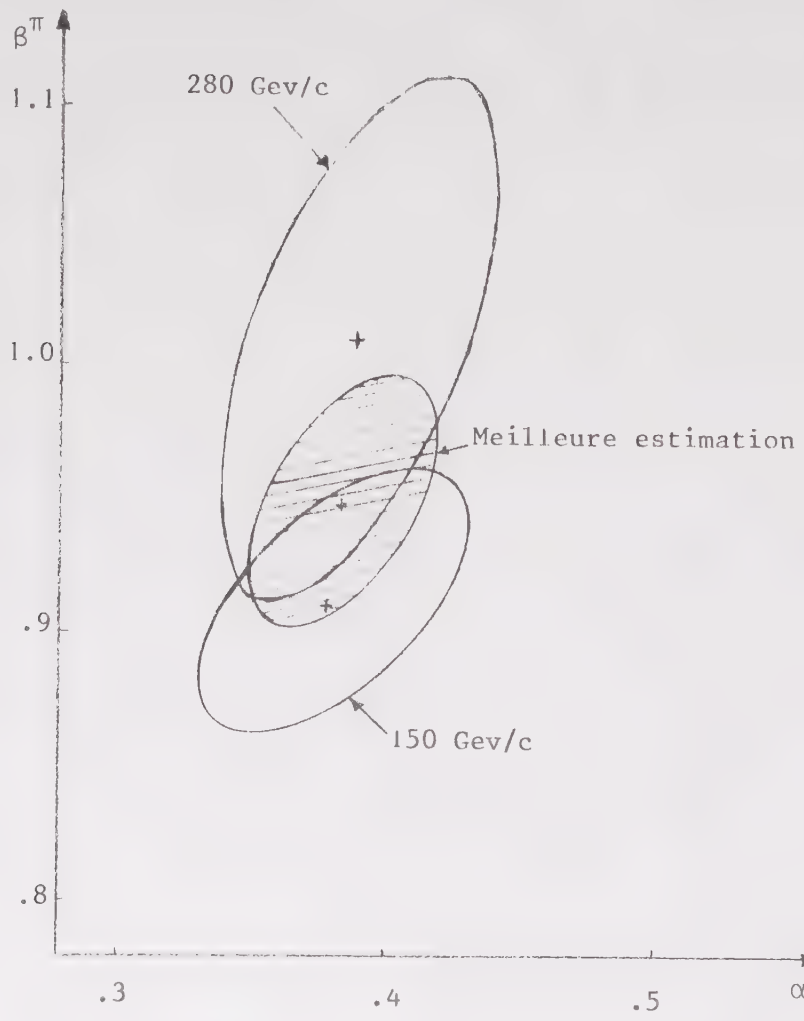


Figure VI-8 : Détermination de la valence du pion à 150 et 280 Gev/c , contour à 1σ

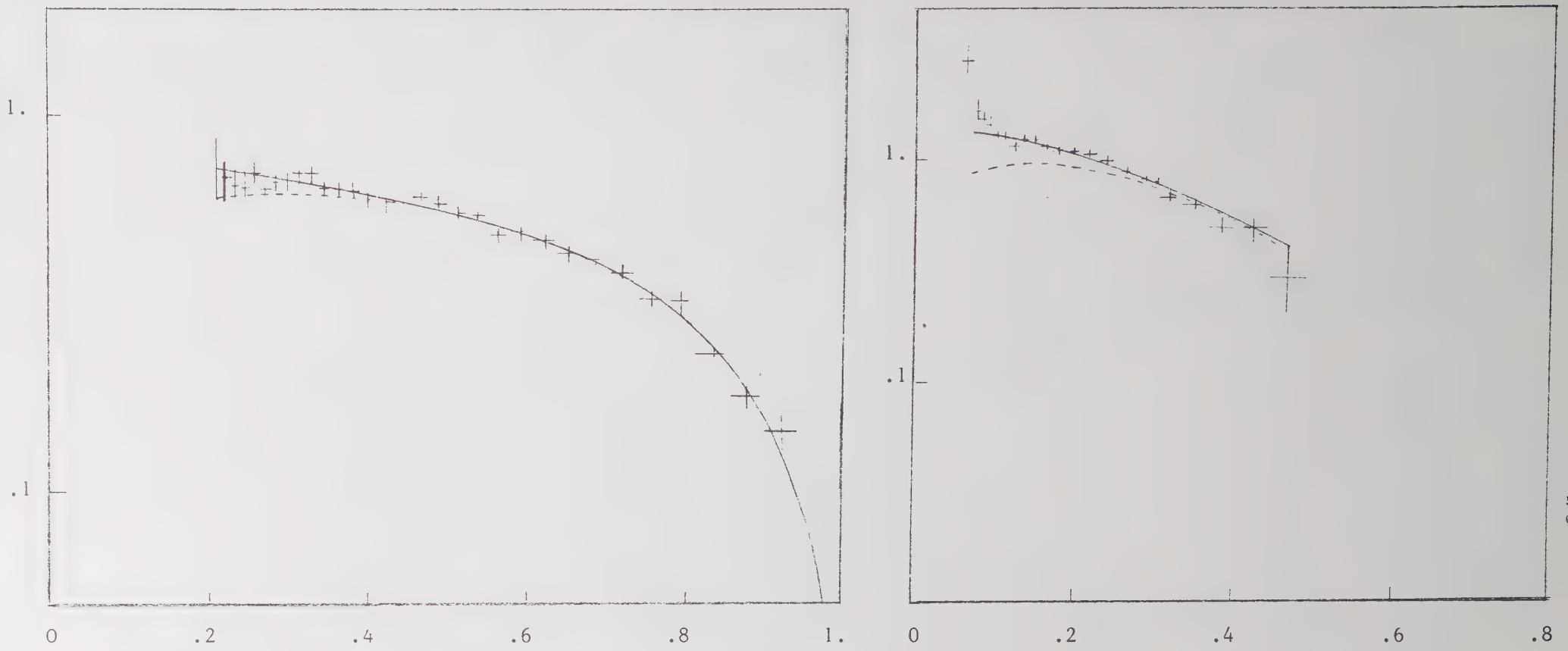


Figure : VI-6 : Projection sur X_1(a) et sur X_2(b) des évènements observés en π^- platine à 150 Gev/c.

———— : Section efficace de Drell-Yan
---------- : Contribution de la valence
} x (K =2.53 ± .37)

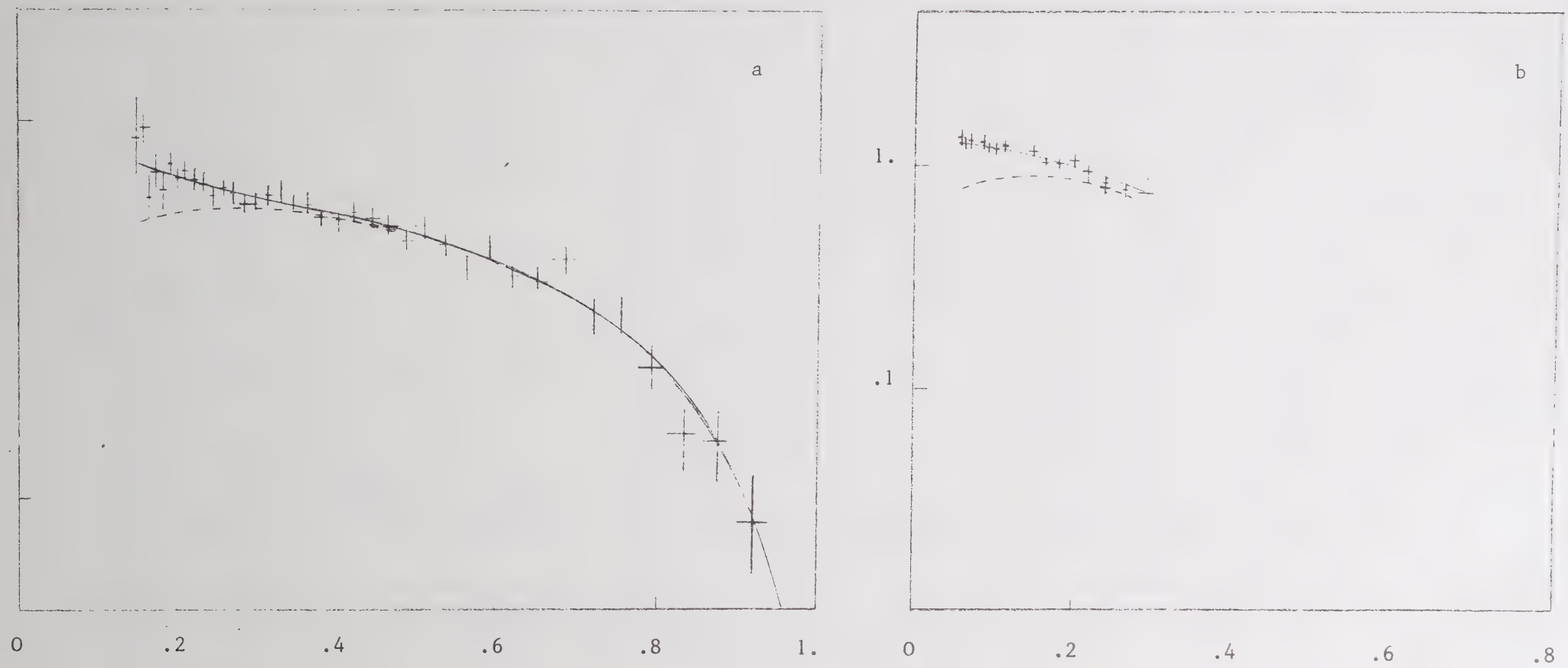


Figure VI - 7 : Projection sur X_1 (a) et sur X_2 (b) des évènements observés en π^- - platine à 280 Gev/c

——— Section efficace de Drell-Yan } x (K = 2.44 ± .36)

----- Contribution de la valence

Nous pouvons maintenant combiner nos mesures effectuées à 150 GeV et à 280 GeV/c. Nous obtenons ainsi notre meilleure estimation de la valence du pion, pour $< M_{\mu\mu}^2 > = 25$ GeV^2.

$$< M_{\mu\mu}^2 > = 25 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \begin{cases} \alpha^\pi = 0.38 \pm 0.04 \\ \beta^\pi = 0.95 \pm 0.05 \end{cases}$$

EVOLUTION SUIVANT LA MASSE DES DIMUONS OBSERVES

Nous pouvons maintenant déterminer la valence du pion en sélectionnant les dimuons de façon à obtenir $< M_{\mu\mu}^2 > = 50$ GeV^2. Nous utilisons pour cette analyse les fonctions de structure mesurées par la collaboration C.D.H.S. pour $Q^2 = 50$ GeV^2, et la mer du pion que nous avons précédemment déterminée. Les résultats ainsi obtenus sont résumés dans le tableau (VI-4). J'ai considéré ici une nouvelle source d'erreur systématique, qui provient de l'incertitude sur l'évolution des fonctions de structure du proton : l'erreur notée correspond à l'utilisation de l'évolution mesurée en diffusion de muons par la collaboration B.C.D.M.S. (Réf. II-17).

Nous pouvons obtenir une meilleure estimation de la distribution de la valence du pion pour $< M_{\mu\mu}^2 > = 50$ en combinant ces deux résultats :

$$< M_{\mu\mu}^2 > = 50 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \begin{cases} \alpha^\pi = 0.44 \pm .08 \\ \beta^\pi = 1.10 \pm .08 \end{cases}$$

En ce qui concerne l'évolution des fonctions de structure, nous perdrions de l'information en comparant directement nos meilleures estimations de la valence du pion pour $< M_{\mu\mu}^2 > = 25$ GeV^2 et $< M_{\mu\mu}^2 > = 50$ GeV^2 : Il existe en effet de fortes corrélations entre les erreurs systématiques qui accompagnent ces deux résultats. Il est donc préférable de calculer, pour les deux énergies considérées, les variations des paramètres α^π et β^π, ce qui fait disparaître les erreurs systématiques(Oublions l'incertitude sur l'évolution de la structure du proton); le résultat le plus précis sera obtenu

		Erreur statistique (σ_{ij})		Erreurs systématiques			
		α^π	β^π	Mer du pion	Evolution du proton	Mer du proton	Acceptance
π^- - 150 GeV/c ($M_{\mu\mu}$ ϵ[6.2, 8.5 GeV])	α^π = 0.37	$.15^2$		$\pm$ .03	+ .03	-	-
	β^π = 0.95	.0132	$.11^2$	$\mp$ .01	- .02	- .01	$\pm$ .01
π^- - 280 Gev/c ($M_{\mu\mu}$ ϵ[5.8, 8.5 GeV])	α^π = 0.46	$.08^2$		$\pm$ .02	+ .03	+ .01	$\pm$ .02
	β^π = 1.26	.0058	$.09^2$	$\mp$ .03	- .02	- .02	$\pm$ .06

Tableau (VI-4) : Détermination de la valence du pion pour $\langle M_{\mu\mu}^2 \rangle = 50$ GeV^2 à 150 GeV/c et 280 GeV/c

en combinant ces deux mesures de l'évolution de la valence du pion, qui sont indépendantes. Nous avons ainsi :

$$(\langle M_{\mu\mu}^2 \rangle = 50\ \text{GeV}^2) - (\langle M_{\mu\mu}^2 \rangle = 25\ \text{GeV}^2) \quad \begin{cases} \Delta\,\alpha^\pi = 0.05 \pm .08 \\ \Delta\,\beta^\pi = 0.15 \pm .08 \end{cases}$$

avec des erreurs corrélées (coefficient de corrélation normalisé = .76).

La Chromodynamique quantique permet de calculer cette évolution de la structure du pion. Nous savons que les moments

$$M(n, Q^2) = \int_o^1 X^{n-2}\, V^\pi(X,Q^2)\, dX = \frac{\Gamma(\alpha+\beta+1)\ \Gamma(\alpha+n-1)}{\Gamma(\alpha)\ \Gamma(\alpha+\beta+n)}$$

doivent satisfaire l'équation d'évolution (IV-30). On paramétrise alors l'évolution des exposants α^π et β^π suivant :

$$\alpha^\pi(Q^2) = \alpha^\pi(Q_o^2) + k_1\ \bar{s}$$
$$\beta^\pi(Q^2) = \beta^\pi(Q_o^2) + k_2\ \bar{s}$$

$$\text{avec}\quad \bar{s} = \text{Log}\ \frac{\text{Log}\ \frac{Q^2}{\Lambda_{LL}^2}}{\text{Log}\ \frac{Q^2}{\Lambda_{LL}^2}}$$

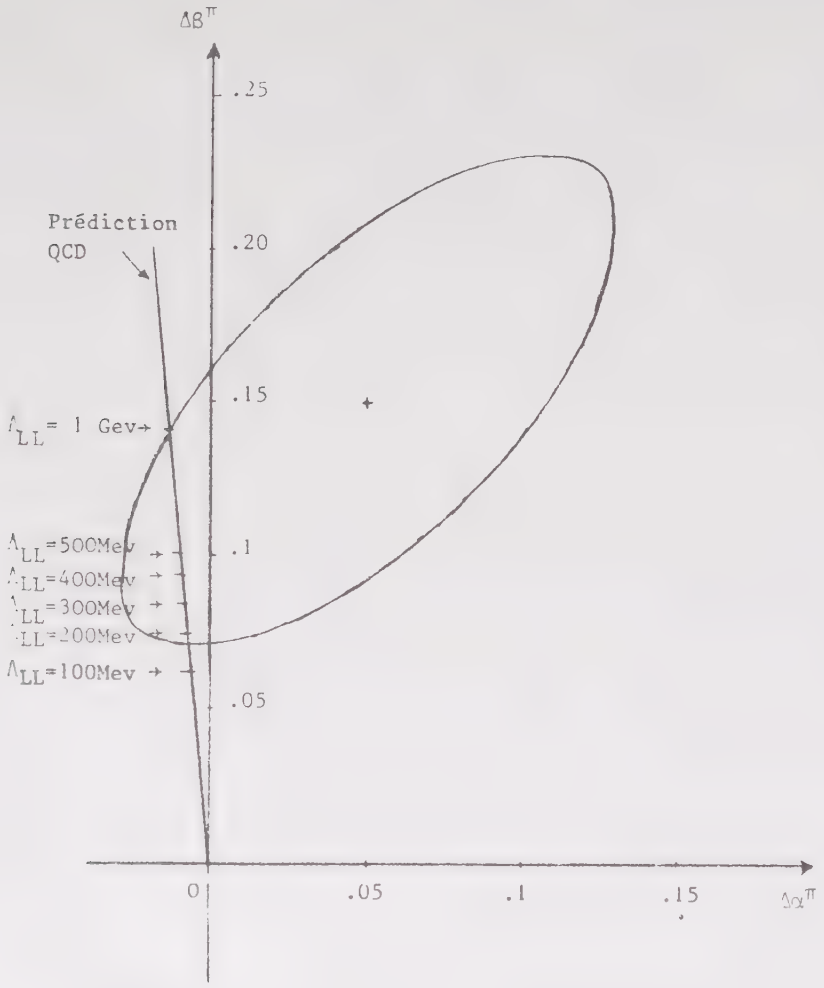
Les coefficients k_1 et k_2 sont ensuite ajustés de façon à ce que les 12 premiers moments, calculés pour 10 valeurs de Q^2 échelonnées entre 35 GeV^2 et 125 GeV^2, suivent bien cette équation d'évolution (IV-30) en prenant comme point de départ notre détermination de la valence du pion pour $Q^2 = 25\ \text{GeV}^2$. Lorsqu'on considère des valeurs raisonnables de Λ_{LL} ($\Lambda_{LL} \in [.1\ \text{GeV} - .5\ \text{GeV}]$), on obtient toujours le même résultat

$$k_1 = -\ 0.065 \quad ; \quad k_2 = 0.72$$

La figure (VI-9) permet de comparer notre mesure de l'évolution de la valence du pion, et la prédiction correspondante de la Chromodynamique quantique : bien que nous observons clairement une variation de la fonction de structure du pion, nous voyons que notre détermination de Λ_{LL} est très imprécise.

$$\Lambda_{LL} = 0.5 \begin{matrix} + 0.5 \\ - 0.3 \end{matrix} \text{ Gev}$$

Il faut noter que le paramètre Λ est ici calculé à l'approximation des logarithmes dominants. La valeur ainsi obtenue doit donc être comparée au Λ_{LL} mesuré en diffusion inélastique de lepton, lequel se trouve compris entre 0.2 et 0.5 Gev. La détermination de Λ dans d'autres schèmes nous est malheureusement impossible, car nous ne savons pas calculer la production de dimuons en Chromo-dynamique quantique au-delà du 1er ordre en α_s (voir chapitre IV).



Figure(VI-9):Evolution de la valence du pion entre $<M_{\mu\mu}^2>=25$ Gev^2 et $<M_{\mu\mu}^2>=50$ Gev^2

La mesure de la production de dimuons de très grandes masses ($M\mu\mu > M_T$) doit permettre de déterminer l'évolution des fonctions de structure de façon plus précise. Nous ne disposons que de 86 événements dans cette région cinématique, ce qui est tout-à-fait insuffisant pour mesurer une fonction de structure. Nous pouvons par contre vérifier la compatibilité de ces événements avec nos mesures précédentes. Nous considérons alors notre détermination de la valence du pion pour $< M_{\mu\mu}^2 > = 25$ GeV^2, que nous faisons évoluer jusqu'à $M_{\mu\mu}^2 = 125$ GeV^2 avec $\Lambda_{LL} = 0.5$ GeV : cette distribution est représentée sur la figure (IV-10a), ainsi que la projection sur X_1 des événements de masses supérieures à 11 GeV; nous utilisons pour cette projection la structure du proton pour $Q^2 = 125$ GeV^2 telle que nous l'avons décrite dans le chapitre II, et qui se trouve représentée sur la figure (VI-10b). Nous obtenons pour le facteur K :

$$K = 2.8 \pm 0.5$$

où l'erreur tient compte de la statistique (± 12%), ainsi que des incertitudes sur la valence du pion (7%), sur la luminosité (12%) et sur l'acceptance (4%).

L'incertitude sur l'évolution de la valence du proton, que nous avons pu négliger pour $< M\mu\mu^2 > = 50$ GeV^2, devient maintenant assez importante : la courbe en tireté de la figure (IV-10b) représente la distribution obtenue pour $Q^2 = 125$ GeV^2 avec $\Lambda = 0.20$ GeV; lorsqu'on utilise cette distribution pour projeter nos résultats suivant X_1, nous obtenons les points en tiretés de la figure (VI-10a), et le facteur K diminue alors de 20%. Cet effet, auquel nous sommes très peu sensibles avec 86 événements, deviendra vraisemblablement une source d'erreur systématique importante pour les expériences de haute statistique qui poursuivront l'étude présentée ici.

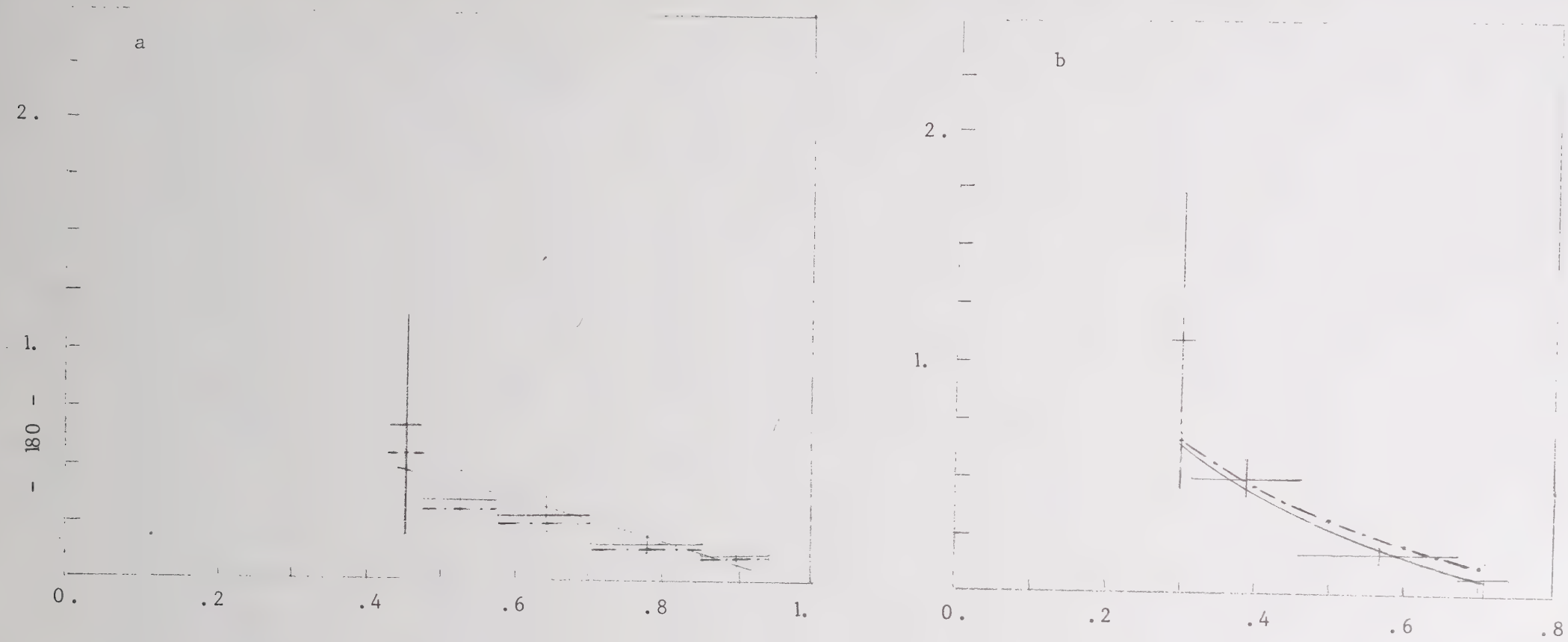


Figure VI- 10:Projection sur X_1(a) et sur X_2(b) des evenements de masses superieures à 11 Gev observes en π^--platine à 280 Gev/c

——— : Section efficace de Drell-Yan x (K=2.8±0.5) calculée avec les fonctions de structure decrites dans le texte(Λ=0.5 Gev)

— · — — : Effet de l'incertitude de l'evolution de la structure du proton.
VI- 10b:Fonction de structure du proton evoluée à Q^2 = 125 Gev^2 avec Λ=0.2 Gev.
VI- 10a:Deplacement de la projection sur X_1 des points experimentaux.

CONCLUSION

Résumons ce que nous avons appris au cours de cette analyse de la production hadronique de dimuons de grandes masses($M_{\mu\mu} \in [4.2, 8.5 Gev]$).

L'étude detaillée de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{dX_1 dX_2}$ pour les canaux π^--nucléon, π^+-nucléon et p-nucléon montre que la production du continuum de paires de muons se factorise suivant la forme proposée par S.D.Drell et T.M.Yan : nous retrouvons bien ainsi la structure du proton mesurée par diffusion inélastique de leptons (Voir fig. VI-1 et VI-2).

Nous mesurons un taux de production de dimuons nettement plus important que la prédiction du modèle de Drell-Yan. Nous obtenons les valeurs suivantes du facteur K qui représente le rapport des sections efficaces observées sur la section efficace de Drell-Yan :

Particule	Proton	Anti-proton	Pion		
Energie	200 Gev	150 Gev	150 Gev	200 Gev	280 Gev
Facteur K	2.45±.30	2.52±.38	2.53±.37	2.41±.57	2.44±.36

Il faut noter que cet effet spectaculaire ne semble pas dépendre de la nature ni de l'énergie du projectile, et que son amplitude est du même ordre de grandeur que ce que nous avons calculé en Chromodynamique quantique dans le Chapitre IV .

Nous venons également de déterminer les fonctions de structure du pion que nous avons paramétrisées sous la forme :

Valence : $A_v X^{\alpha_\pi} (1-X)^{\beta_\pi}$

Mer : $A_s (1-X)^{\gamma_\pi}$

$\alpha_\pi = 0.38 \pm 0.04$
$\beta_\pi = 0.95 \pm 0.05$
$\gamma_\pi = 8.7 \pm 2.5$

et les gluons transportent 49%±16% de l'impulsion totale .

Nous n'observons pas de dépendance de cette structure lorsque l'énergie incidente varie entre 150 GeV/c et 280 GeV/c. Nous remarquons par contre une évolution de la valence du pion suivant la masse des dimuons porduits : la précision de nos mesures nous permet tout juste de constater un bon accord avec ce qui est attendu en Chromodynamique quantique pour $\Lambda_{LL} = 0.2 - 0.5$ GeV. L'étude précise de ces effets constituerons vraisemblablement un intérêt majeur pour les prochaines expériences qui viendront compléter l'analyse de la production hadronique de dimuons présentée ici.

TABLE DES MATIERES

-:-

CHAPITRE I : Le Lézard

Introduction 3

A - Présentation générale du Lézard 5

1) Implantation du Lézard 5

2) Chronologie de l'étude de la production de dimuons avec le Lézard 7

B - Le faisceau 8

1) La zone Nord du CERN 10

2) Optique du faisceau H8 10

3) Identification des particules incidentes 14

4) Mesure du flux incident 15

C - Le spectromètre 16

1) Les cibles et le compteur d'intéraction 16

2) L'ensemble filtre-absorbeur 17

3) L'aimant 19

4) Les chambres proportionnelles à fils 19

D - La sélection des évènements 22

1) Le pré-déclenchement 23

2) Le déclenchement 25

Résumé des caractéristiques du Lézard 30

CHAPITRE II : Exploration du Nucléon

Introduction 35

A - Diffusion inelastique de leptons 36

1) Formalisme 36

2) Section efficace 41

B - Le modèle des partons 44

1) Parton de spin 1/2 44

2) Les quarks comme partons 49

3) Extension aux neutrinos 51

C - Structure des nucléons 55

1) Chronologie de l'exploration du nucleon 55

2) Résultats de la collaboration C.D.H.S. 60
3) Distribution des quarks dans le nucléons 65

Conclusion 71

CHAPITRE III : Production des paires de muons

Introduction 73
A - Le modèle de Drell-Yan 76
1) Mécanisme et formalisme de la production de dimuons 76
2) Section efficace de Drell-Yan 80

B - Evidence expérimentale du modèle de Drell-Yan 83
1) Effets nucléaires 83
2) Invariance d'échelle 84
3) Asymétrie de charge 85
4) Distribution angulaire 86
5) Impulsion transverse 87

Conclusion 89

CHAPITRE IV : Dynamique des partons

Introduction 91
A - La Chromodynamique quantique 92
1) La couleur 92
2) Les symétries de l'intéraction forte 92
3) Le Lagrangien de l'intéraction forte 94

B - Application de la Chromodynamique quantique 98
1) Le couplage effectif de l'intéraction forte 98
2) Evolution des fonctions de structure 104

C - Production de dimuons en Chromodynamique quantique 109
1) Les termes non dominants et le modèle de Drell-Yan 111
2) Contribution des gluons initiaux 114
3) Amplitudes et propriétés des corrections d'ordre α_s 118

Conclusion 123

CHAPITRE V : Les méthodes d'analyse

Introduction 125

A - Reconstruction des évènements 126
1) Trajectoire et vertex 126
2) Mesure des paramètres physiques 127

B - Simulation 132
1) Génération 132
2) Transport des particules 133
3) Simulation du déclenchement 137
4) Reconstitution des paramètres physiques 139

C - Comparaison de la simulation avec l'observation 140
1) La fonction de vraissemblance 140
2) Programme de minimisation 142
3) Sélection des évènements 144

Conclusion 147

CHAPITRE VI : Section efficace de production de dimuons et fonctions de structure hadroniques

Introduction 149

A - Paramétrisation des sections efficaces de production de dimuons 151
1) Structure du pion 151
2) Structure du proton 152
3) Sections efficaces 153

B - Détermination des fonctions de structure du pion et du proton 154
1) Détermination simultanée de la structure du pion et du proton 154
2) Structure du proton et facteur K 155
3) Structure du pion 163
4) Evolution de la structure du pion 170

Conclusion 181

REFERENCES

-:-

I- 1 : Proposal to measure hadronic production of hight P_t leptons and hadrons -CERN/SPSC/74-90

I-2 : O.Callot - Thèse d'état LAL 8 1-05

I-3 : C.Bovet et Al - IEEE Trans.Nucl.Sci. NS25 (1978) p572

I-4 : V.Agoritsas - Preprint CERN/PS/EI 8 1-7

I-5 : R.Grote,R.Hagedorn,J.Ranft - Atlas of Particle Production Spectra (CERN 1970)

I-6 : A.L.Grant - Nucl.Instr. and methods B 1 (1975) p B7

II- 1 : M.Breidenbach et Al - Phys.Rev.Lett. 23 (1969) p935

II-2 : C.Callan,D.Gross - Phys.Rev.Lett. 30 (1973) p1087

II-4 : D.Gross,Llewellyn Smith - Nucl.Phys. B14 (1969) p337

II-5 : H.Deden et Al - Nucl.Phys. B85 (1975) p269

II-6 : J.G.H.de Groot et Al - Z.Physic C1 (1979) p143

II-7 : S.Stein et Al - Phys.Rev. D12 (1975) p1884

II-8 : A.Bodeck et Al - Phys.Rev. D20 (1979) p1471

II-9 : D.Cline - Proc. of the Int. Conf. on Hight Energy Phys. (Palermo 1975)

II-10: B.Barish - Preprint CALT 68-560 (1976)

II-11: H.L.Anderson et Al - Phys.Rev.Lett. 37 (1976) p4

II-12: P.Fritze - Proc. of the Hawai Neutrino Conf. (1981)

II-13: J.Morfin et Al - Phys.Lett. 104B (1981) p235

II-14: S.Shaevitz - Proc. of the Hawai Neutrino Conf. (1981)

II-15: S.M.Heagy et Al - Phys.Rev. D23 (1981) p1045

II-16: E.M.C. Collaboration - Phys.Rev.Lett. 104B (1981) p322

II-17: D.Bollini et Al - Phys.Rev.Lett. 104B (1981) p403

II-18: F.W.Busser - Proc. of the Hawai Neutrino Conf. (1981)

II-19: G.Myatt - Proc. of the Hawai Neutrino Conf. (1981)

II-20: A.J.Buras,K.J.F.Gaemers - Nucl.Phys. B132 (1978) p249

II-21: S.L.Glashow,J.Iliopoulos,L.Maiani - Phys.Rev. D2 (1970) p1285

II-22: R.D.Field,R.P.Feynmann - Phys.Rev. D15 (1977) p2590

II-23: R.Farrar et Al - Phys.Lett. 69B (1977) p112

III-1 : S.D.Drell,T.M.Yan - Phys.Rev.Lett. 25 (1970) p316

III-2 : J.J.Aubert et Al - Phys.Rev.Lett. 33 (1974) p1404

III-3 : J.D.Bjorken,S.D.Drell - Relativistic Quantum Mecanics p135

III-4 : A.S.Ito et Al - Phys.Rev. D23 (1981) p604
III-5 : C.Kourkoumelis et Al - Phys.Lett. 91B (1980) p475
III-6 : K.V.L.Sarma - Preprint TIFR/TH/80-15
III-7 : E.L.Berger,S.V.Brodsky - Phys.Rev.Lett 42 (1979) p940
III-8 : J.Badier et AL - Z.Physic 11 (1981) p195

IV-1 : G.Altarelli - Moriond Workshop on Lepton Pair Production (1981)
IV-2 : C.N.Yang,R.Mills - Phys.Rev. 96 (1954) p191
IV-3 : E. de Raphael - Ecole de gif (1978)
IV-4 : R.P.Feynmann - Ecole des Houches (1976)
IV-5 : E.Reya - Phys. Report 69C (1981)
IV-6 : H.D.Politzer - Phys. Report 14C (1974)
IV-7 : R.D.Field - Lectures given at La Jolla Summer Workshop (1978), CALT-68-696
IV-8 : H.D.Politzer - Nucl.Phys. B129 (1977) p301
C.T.Sacrajda - Phys.Lett. 73B (1978) p185
IV-9 : G.Altarelli,R.Petronzio,G.Parisi - Phys.Lett. 63B (1976) p183
IV-10: G.Altarelli,R.K.Ellis,G.Martinelli - Nucl.Phys. B143 (1978) p521
IV-11: J.Kubar Andre,F.E.Paige - Phys.Rev. D19 (1979) p221
IV-12: G.Altarelli,R.K.Ellis,C.Martinelli - Nucl.Phys. B157 (1979) p461
J.Kubar,M.le Bellac,J.L.Meunier,G.Plaut - Nucl.Phys. B175 (1980) p251
IV-13: R.K.Ellis,G.Martinelli,R.Petronzio - Preprint CERN/TH/3186 (1981)
IV-14: M.Greco - Moriond Workshop on Lepton Pair Production (1981)

V-1 : R.Brun et Al - GEANT CERN/DD/7812
V-2 : F.James,M.Ross - MINUIT CERN Program Library D506

REMERCIEMENTS

- : -

Je tiens maintenant à exprimer toute ma gratitude envers ceux qui m'ont permis de réaliser ce travail.

Monsieur P.Fleury m'a témoigné sa confiance en m'accueillant dans son laboratoire et je l'en remercie chaleureusement.

Monsieur J.Badier a bien voulu m'initier à la physique expérimentale en m'introduisant dans son équipe. Je le remercie pour la patience et la bienveillance avec laquelle il m'a guidé tout au long de ce travail qui n'aurait pas vu le jour sans le bénéfice de ses nombreux conseils.

J'ai trouvé au sein de la collaboration "LEZARD" un enthousiasme et un dévouement qui m'ont constamment stimulé. Je tiens à remercier ici tous les artisans de ce grand projet.

Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance envers Mesdames F. Eschenbrenner et L.Jouhaud pour la patience avec laquelle elles se sont chargées de la frappe et des dessins de cette thèse.